



La binarité des étoiles Ae/Be de Herbig vue par l'optique adaptative et la spectroscopie : une étude du système triple TY CrA

Patrice Corporon

► To cite this version:

Patrice Corporon. La binarité des étoiles Ae/Be de Herbig vue par l'optique adaptative et la spectroscopie : une étude du système triple TY CrA. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1998. Français. NNT : . tel-00724469

HAL Id: tel-00724469

<https://theses.hal.science/tel-00724469>

Submitted on 21 Aug 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE
PRÉSENTÉE PAR

Patrice CORPORON

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE

LA BINARITÉ DES ÉTOILES Ae/Be DE HERBIG VUE PAR
L'OPTIQUE ADAPTATIVE ET LA SPECTROSCOPIE
UNE ÉTUDE DU SYSTÈME TRIPLE TY CRA

DATE DE SOUTENANCE: 19 mars 1998

COMPOSITION DU JURY :

M. Guy PELLETIER	Président
M. Claude CATALA	Rapporteur
M. Hans ZINNECKER	Rapporteur
M. Jean-Paul ZAHN	Examineur
Mme Anne-Marie LAGRANGE	Directrice de thèse
M. Jérôme BOUVIER	Directeur de thèse

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53, F-38 041 Grenoble CEDEX 9

THÈSE
PRÉSENTÉE PAR

Patrice CORPORON

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE

LA BINARITÉ DES ÉTOILES Ae/Be DE HERBIG VUE PAR
L'OPTIQUE ADAPTATIVE ET LA SPECTROSCOPIE
UNE ÉTUDE DU SYSTÈME TRIPLE TY CRA

DATE DE SOUTENANCE : 19 mars 1998

COMPOSITION DU JURY :

M. Guy PELLETIER	Président
M. Claude CATALA	Rapporteur
M. Hans ZINNECKER	Rapporteur
M. Jean-Paul ZAHN	Examineur
Mme Anne-Marie LAGRANGE	Directrice de thèse
M. Jérôme BOUVIER	Directeur de thèse

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53, F-38 041 Grenoble CEDEX 9

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble. Je tiens à remercier Claude BERTOUT et Christian PERRIER-BELLET, qui en ont successivement assuré la direction, pour m'y avoir accueilli et donné les moyens de travailler de manière confortable.

Je suis très reconnaissant à Guy PELLETIER, responsable de ma formation doctorale, pour l'année inoubliable de DEA, et pour m'avoir fait l'honneur et l'amitié de présider le jury de thèse.

Ma profonde reconnaissance s'adresse à mes deux rapporteurs, Claude CATALA et Hans ZINNECKER, pour avoir accepté d'étudier le présent manuscrit et me faire part de leur remarques constructives. Je remercie très sincèrement Jean-Paul ZAHN pour m'avoir fait l'honneur d'être membre du jury.

J'adresse mes vifs remerciements à mes directeurs de thèse, Anne-Marie LAGRANGE et Jérôme BOUVIER, pour m'avoir encouragé tout au long de ces années. Leurs grandes compétences scientifiques m'ont beaucoup apporté et j'ai très apprécié la confiance qu'ils m'ont témoignée. En particulier, merci à Anne-Marie pour m'avoir fait partager sa rigueur et son enthousiasme et avoir guidé mes premiers pas en Astronomie ; merci à Jérôme pour ses conseils toujours avisés, et son accueil à Hawaïi. Merci à tous les deux pour votre gentillesse et amitié.

Les travaux présentés dans cette thèse ont fait l'objet de diverses collaborations : je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Cecilia CECCARELLI pour son efficace aide dans l'analyse des spectres ISO, ainsi qu'à Hervé BEUST et Manuel FORESTINI pour leur pédagogie et leur grande maîtrise des simulations numériques. Merci à Jean-Luc BEUZIT et David MOUILLET pour les fructueuses discussions concernant l'imagerie à haute résolution angulaire.

Je tiens à remercier Bo BEIPURTH, Almas CHALABAEV, François MÉNARD, Jean-Louis MONIN, Catherine DOUGADOS, Oli HAINAUT, pour les multiples échanges scientifiques ou autres, toujours très appréciés.

Merci aux personnels et techniciens de nuits, des différents observatoires, notamment de l'OHP et de l'ESO, pour leur aimable support qui a contribué grandement au succès des missions.

Une mention spéciale va à tous les membres du Laboratoire d'Astrophysique pour la formidable ambiance qu'ils savent y faire régner. Je suis très reconnaissant aux secrétaires (Françoise, Hélène, Stéphanie, Cécile, Élisabeth, Sylvie, Nathalie) qui ont toujours été un soutien précieux face à l'Administration, ainsi qu'à Ginnette et Françoise pour gérer avec brio (et humeurs!) les remarquables facilités informatiques du site.

Une grande claque amicale à mes chers collègues de bureau, Jean-Philippe BERGER et Pierre-Olivier PETRUCCI, avec qui j'ai pu échanger moult discussions (parfois scientifiques, mais si) et confidences, et surtout d'énormes éclats de rire salutaires. Merci à tous deux pour l'excellente ambiance et l'amitié témoignée.

Je n'oublie pas ici de remercier Sophie WARIN et Laurent LOINARD avec qui j'avais précédemment partagé le bureau, pour la bonne humeur et leur soutien amical.

Merci aux vieux ex-thésards Isabelle, Jonathan, Bertrand, Fabien, Alex, et à Stéphanie, Catherine, Frédérique, Xavier, Lionel, Stephan, les Freds et le Denis, à Nico, Jean-Charles, Gaspard, Alex, Seb et autres gentlemen de l'équipe football-club-LAOG.

Merci aussi à David Lemignan-avec-un-T et Marie-Hélène, à Nicolas Devillard, Hervecito et Éric pour la sympathique présence au Chili.

Un grand merci à mes amis, Agnès & Lionel, Hélène & Denis, Fabian, Marie-Claire, à Hervé, et à tous ceux que je ne peux citer.

Le soutien de ma famille a été indispensable au cours de ces années ; merci en particulier à toi Bénédicte : ta compréhension lors de mes « sorties » nocturnes, ta patience exemplaire et tes multiples talents m'ont été d'un grand secours pour me permettre de réaliser ce travail.

*À ma famille,
à toi Bénédicte, et à nos enfants*

Table des matières

Résumé	1
Summary	3
I Considérations générales et canevas de l'étude	5
I.1 L'utilité de la recherche de binaires	5
I.1.1 Des étoiles multiples en surnombre	5
I.1.2 L'accès aux paramètres physiques	6
I.1.3 La composition chimique stellaire	8
I.1.4 La structure interne des étoiles	9
I.1.5 Le mouvement apsidal et la Relativité Générale	9
I.1.6 Des astres doubles particuliers	10
I.1.7 Les disques de poussières et protoplanétaires	11
I.2 Les moyens de détection des binaires	13
I.3 La classification des binaires	15
I.3.1 Les étoiles doubles	15
I.3.2 Les binaires photométriques	18
I.3.3 Les binaires spectroscopiques	19
I.3.4 Les systèmes multiples	21
I.3.5 De omni re scibili	22
I.4 La statistique des binaires	23
I.4.1 Introduction	23
I.4.2 Les binaires de la Séquence Principale	23
I.4.3 Les binaires pré-Séquence Principale	26
I.5 Une étude de la binarité des étoiles Ae/Be de Herbig	31
I.5.1 Définition des étoiles de Herbig	31
I.5.2 La liste des étoiles Ae/Be de Herbig	32
I.5.3 La binarité parmi les étoiles Ae/Be de Herbig	34
I.5.4 Le plan de l'étude	35

II Les compagnons visuels des HAeBe	39
II.1 Les observations	39
II.1.1 L'échantillon considéré	39
II.1.2 Les instruments utilisés	40
II.1.3 Les étoiles binaires détectées	41
II.1.4 Les étoiles non détectées comme binaires	47
II.2 La fréquence de binarité	47
II.2.1 Les binaires nouvelles apportées par notre étude	47
II.2.2 La fréquence de binarité déterminée par notre étude	49
II.2.3 La limite de complétude de nos observations	50
II.2.4 L'estimation de la fréquence de binaires à partir de toutes les binaires HAeBe observées	52
II.3 L'analyse photométrique et le type spectral des composantes	56
II.3.1 Les données de la littérature	56
II.3.2 Les courbes de distribution d'énergie spectrale	60
II.4 L'environnement des binaires HAeBe	70
II.4.1 L'excès infrarouge	70
II.4.2 Le rayonnement X	72
 III Une recherche systématique de binaires spectroscopiques parmi les étoiles Ae/Be de Herbig	 77
III.1 Les motivations	77
III.2 La méthode suivie et les instruments utilisés	78
III.2.1 L'échantillon observé	78
III.2.2 Les critères de la binarité spectroscopique des HAeBe	79
III.2.3 Les instruments employés	79
III.3 Les résultats obtenus	80
III.3.1 Les spectres	80
III.3.2 Les limites de notre étude	81
III.3.3 La fréquence de binarité	83
III.4 Article	83
 IV La synthèse des deux recherches systématiques	 109
IV.1 La complémentarité	109
IV.1.1 Les différents biais	109
IV.1.2 La fréquence de binarité observée	110
IV.2 La comparaison de notre étude avec les autres recherches	110
IV.2.1 La fréquence de binaires	110
IV.2.2 La distribution des périodes	111

IV.2.3 Le lieu de formation des binaires	112
IV.3 Les contraintes pour les formations de binaires	113
IV.3.1 Les différents mécanismes	113
IV.3.2 Les contraintes apportées par nos observations	114
IV.4 La fonction de masse initiale	115
V Une étude approfondie du système triple TY CrA	119
V.1 Le nuage R Corona Australis	119
V.2 TY CrA : une étoile HAeBe binaire à éclipse	121
V.3 L'étude spectroscopique de la binarité de TY CrA	121
V.3.1 Prologue	121
V.3.2 Une binaire de type SB1	123
V.3.3 Une binaire de type SB2	137
V.3.4 Une binaire de type SB3	144
V.4 La modélisation dynamique de TY CrA	155
V.4.1 Introduction	155
V.4.2 La dynamique trois corps	155
V.4.3 La prise en compte des effets de marée	156
V.4.4 Conclusions	157
V.5 L'environnement circumstellaire de TY CrA	180
V.5.1 Les observations en infrarouge proche et lointain avec ISO	180
V.5.2 Interprétation	186
V.5.3 Les images d'Optique Adaptative	190
V.6 Les autres propriétés de TY CrA	193
V.6.1 L'émission X	194
V.6.2 Les propriétés radio	195
V.6.3 L'étoile compagnon HD 176386	195
VI Synthèses et perspectives	197
VI.1 La binarité parmi les étoiles Ae/Be de Herbig	197
VI.1.1 Résumé du travail effectué	197
VI.1.2 La poursuite de l'étude des binaires déjà détectées	198
VI.1.3 La recherche de nouveaux compagnons des HAeBe	201
VI.2 L'étude de TY CrA	201
VI.2.1 L'unique système hiérarchisé parmi les HAeBe	201
VI.2.2 Une meilleure compréhension du système	202
VI.3 Le milieu en poussières des étoiles HAeBe	203
VI.3.1 La recherche de disques protoplanétaires autour des HAeBe	203
VI.3.2 Une étude polarimétrique	203

VI.4 La stabilité de systèmes stellaires multiples – et de leurs disques de poussières	204
Références Bibliographiques	205

Liste des illustrations

I.1	Une relation Masse–Luminosité	7
I.2	Un exemple de couple optique	16
I.3	L’orbite d’une paire visuelle	16
I.4	Le trajet d’une binaire astrométrique	16
I.5	Une binaire à éclipse	18
I.6	Une binaire spectroscopique	20
I.7	Un système triple hiérarchique	21
I.8	L’excentricité orbitale en fonction de la période	28
I.9	La fréquence de binaires adultes et jeunes	29
I.10	BD+40 4124 : une étoile de Herbig typique	33
II.1	Les différents échantillons	40
II.2	Des exemples de binaires détectées avec ADONIS	42
II.3	Des exemples de binaires détectées avec PUEO	43
II.4	Le système binaire Hen 3–692	43
II.5	Le nombre des binaires détectées	48
II.6	Les binaires en commun	49
II.7	L’histogramme des séparations projetées	51
II.8	Les courbes d’énergie pour les binaires sans excès IR	62
II.8	(suite)	63
II.9	Les courbes d’énergie pour les binaires avec excès IR	64
II.9	(suite)	65
II.9	(suite)	66
II.10	Les courbes d’énergie pour les binaires avec mesures partielles	67
II.10	(suite)	68
II.11	Les binaires visuelles dans le diagramme HR	69
II.12	Le nombre de binaires par rapport aux étoiles simples	71
II.13	La distribution des types spectraux et les propriétés IR	71
II.14	Les étoiles binaires et l’émission X	73
II.15	Les étoiles simples et l’émission X	73
II.16	Les types spectraux et l’émission X	74

IV.1 La distribution des périodes	112
IV.2 La densité des étoiles autour des HAeBe	113
IV.3 Le rapport des masses	114
IV.4 Les masses des primaires	115
V.1 Le nuage R CrA	120
V.2 L'orbite de TY CrA	145
V.3 Les spectres SWS01 de TY CrA	184
V.4 L'émission PAH à $3,29\,\mu\text{m}$	184
V.5 L'émission PAH à $6,2\,\mu\text{m}$	185
V.6 L'émission PAH à $7,7$, $8,6$ et $11,3\,\mu\text{m}$	185
V.7 Les spectres LWS01 de TY CrA	186
V.8 L'émission [O I] à $63,5\,\mu\text{m}$	186
V.9 Les émissions [O I] à $145,5\,\mu\text{m}$ et [C II] à $157,7\,\mu\text{m}$	187
V.10 [O I] $146\,\mu\text{m}$ et [C II] $158\,\mu\text{m}$	187
V.11 Une image de TY CrA	188
V.12 L'image en L' de TY CrA	191
V.13 L'image en H de TY CrA	192
V.14 L'image en H déconvoluée	192
V.15 L'image en H avec masque	193
V.16 L'image en H avec masque en 3D	193
VI.1 Les spectres de Hen 3-1141	199
VI.2 Les spectres de Hen 3-225	200
VI.3 Les spectres GRAF de GU CMa	200
VI.4 L'apport du VLT	202

Liste des tableaux

I.1	Les types de binaires	22
I.2	Les binaires de la Séquence Principale	24
I.3	Les binaires T Tauri	27
I.4	Les binaires Ae/Be de Herbig	31
II.1	Les mesures d'astrométrie et de photométrie	44
II.2	Les étoiles non détectées comme binaires lors de nos observations	47
II.3	La réunion des différents échantillons	53
II.4	Les données de la littérature pour les étoiles binaires	57
V.1	Le journal des observations avec ISO	182
V.2	Le tableau de mesures pour les émissions PAH	183
V.3	Le tableau de mesures pour les émissions [O I] et [C II]	187
V.4	Le journal des observations OA	191

Résumé

Les étoiles multiples sont nombreuses, tant parmi les objets jeunes de faible masse, les étoiles T Tauri, que parmi les astres de la Séquence Principale (SP). En ce qui concerne les étoiles jeunes de masse intermédiaire, les étoiles Ae/Be de Herbig (HAeBe), le statut de la binarité est peu connu.

Nous avons réalisé une recherche systématique de binaires HAeBe en utilisant deux techniques : l'imagerie à haute résolution angulaire avec la méthode de l'Optique Adaptative d'une part, et la spectroscopie visible à haute résolution d'autre part. Ces techniques complémentaires nous ont permis d'identifier plus d'une vingtaine de nouvelles étoiles binaires ; la fréquence de binarité déduite est d'au moins 50 %, voir supérieure à cause des biais observationnels discutés dans la thèse.

Pour la première fois, les types spectraux des compagnons ont pu être déterminés dans une vingtaine de systèmes visuels. Les implications de nos observations pour la présence de disques de poussières et la détection d'émission X dans les étoiles HAeBe sont présentées. Les contraintes apportées pour les théories de formation des binaires sont discutées.

Une partie importante de la thèse est consacrée à une étude approfondie de l'étoile triple TY CrA, l'unique système spectroscopique hiérarchisé parmi les étoiles Ae/Be de Herbig. Après une description complète des paramètres orbitaux et stellaires, la modélisation de la dynamique de cet objet particulier a été réalisée. Nos calculs théoriques montrent que la cohésion du système est assurée par effet de marée à l'œuvre dans la binaire à éclipse centrale. L'environnement circumstellaire de TY CrA a également été étudié à partir d'observations spectroscopiques infrarouges avec le télescope spatial ISO et à partir d'images en Optique Adaptative dans le proche infrarouge.

Summary

Multiple stars are found in quite large proportions among young low-mass objects, T Tauri stars, and among Main Sequence stars as well. However, the binarity status of young intermediate mass objects, Herbig Ae/Be stars (HAeBe), is far less known.

We have thus conducted a systematic search of HAeBe binaries using two technics: high angular resolution imagery with Adaptive Optics and high resolution visible spectroscopy. These two complementary technics have allowed us to identify more than twenty new multiple stars among HAeBe; the deduced binary frequency is at least 50 %, may be more due to observationnal bias.

For the first time, spectral type of companions have been determined for about twenty visual binaries. The implications of our observations for the presence of dust disks around HAeBe and X-ray emission detection in HAeBe are presented. Observational constraints for star formation mechanisms are discussed.

An important part of the thesis is devoted to the study of the triple star TY CrA, the only spectroscopic hierarchical system among Herbig Ae/Be stars. After a complete description of the orbital and stellar parameters, a dynamical modelisation of this particular object is presented. Our theoretical investigations show that the stability of the system is insured by tidal effect inside the central eclipsing binary. The circumstellar environment of TY CrA has also been studied with infrared spectroscopy using the spatial telescope ISO and with Adaptive Optics images in the near infrared.

Ars longa, vita brevis

Chapitre I

Considérations générales et canevas de l'étude

Sommaire

I.1	L'utilité de la recherche de binaires	5
I.2	Les moyens de détection des binaires	13
I.3	La classification des binaires	15
I.4	La statistique des binaires	23
I.5	Une étude de la binarité des étoiles Ae/Be de Herbig	31

I.1 L'utilité de la recherche de binaires

Pourquoi s'intéresser aux étoiles doubles? Bien comprendre la vie d'une étoile simple n'est pas toujours chose simple (justement!): même si des théories réussissent plus ou moins à les cerner, les mécanismes de formation et d'évolution d'une étoile isolée n'en demeurent pas moins complexes. Chercher à observer des étoiles en couple peut alors apparaître comme une activité quelque peu audacieuse. Cependant, plusieurs faits peuvent être rapportés pour établir le bien fondé de cette démarche.

I.1.1 Des étoiles multiples en surnombre

Les étoiles binaires sont très nombreuses: la probabilité de trouver une étoile simple, comme notre Soleil¹, est plus faible que celle de trouver deux ou plusieurs étoiles liées gravitationnellement. D'une façon générale, il est considéré avec une raisonnable assurance que *plus de la moitié des étoiles du champ appartiennent à des systèmes multiples* (au moins autour du Soleil – la statistique des binaires sera discutée au paragraphe I.4).

1. ...encore qu'un compagnon distant et peu massif reste peut-être à découvrir selon DAVIS *et al.* 1984

Par conséquent, toute théorie globale sur la formation stellaire doit intégrer la compréhension de l'origine et de l'évolution des étoiles multiples : une observation détaillée de ces systèmes est dès lors indispensable.

I.1.2 L'accès aux paramètres physiques

Les caractéristiques d'une étoile sont données par un ensemble de valeurs physiques telles que la masse, le rayon, la température,... Rares sont les cas où ces paramètres sont directement accessibles : le Soleil ou certaines étoiles géantes proches permettent de telles mesures, mais un plus grand nombre d'estimations de ces paramètres fondamentaux est nécessaire pour contraindre les modèles théoriques. Les étoiles binaires sont heureusement des sources inestimables d'informations (voir Van'T VEER 1985; ANDERSEN 1991).

La masse

De toutes les caractéristiques physiques d'une étoile, la masse est la plus importante : c'est d'elle que dépendent sensiblement d'autres propriétés comme la luminosité ou le temps d'évolution de l'astre. *Les étoiles binaires fournissent le seul moyen de détermination directe de masses stellaires*². Mis à part le cas du Soleil, où la Terre est un élément de test adéquat, la masse d'une étoile ne peut être mesurée que par l'attraction gravitationnelle qu'elle exerce sur un compagnon (POPPER 1980).

Le déplacement orbital des binaires visuelles (voir la nomenclature des binaires au paragraphe I.3) permet de remonter assez facilement aux masses individuelles des composantes d'un système double. Cependant, la meilleure précision sur la détermination des masses est atteinte avec l'étude d'étoiles binaires spectroscopiques et à éclipse (voir l'exemple de TY CrA).

Le rayon

Une autre grandeur physique mesurable dans le cas d'étoiles binaires spectroscopiques à éclipse est le rayon. Même si d'autres moyens directs de mesure de diamètre angulaire stellaire existent (par occultation lunaire ou en utilisant des méthodes interférométriques, voir DAVIS 1971) ils ne s'adressent qu'à un nombre encore limité d'objets, les plus gros ou plus brillants, typiquement les géantes froides (McALISTER 1985; QIAN & FAN 1992; BLAZIT *et al.* 1977; MOURARD *et al.* 1997; LATTANZI *et al.* 1997). Une détermination précise de la dimension d'un nombre conséquent d'étoiles de différentes sortes sera possible dans les toutes prochaines années avec les différentes techniques d'observations à

2. ...à noter que dans certains cas favorables, la masse stellaire peut également être obtenue en étudiant la vitesse képlérienne du disque circumstellaire : voir l'exemple de l'étoile UY Aur (binaire en outre!) dans DUVERT *et al.* 1998

très haute résolution angulaire, en cours de réalisation ou en projet (VLTI, DARWIN,...). À l'heure actuelle, les étoiles binaires restent encore les seuls étalons fiables pour la mesure directe de diamètre stellaire.

La température

Comme pour les étoiles simples, la température de surface d'une binaire peut être déterminée d'après les indices de couleur observés. Mais dans le cas d'une binaire à éclipse, une vérification supplémentaire est apportée : en effet, lors des éclipses, les indices de couleur pour chacune des composantes peuvent être déterminés et les températures déduites ; en outre, le rapport de flux lors des éclipses doit être cohérent avec les différences de couleur observées ce qui permet une meilleure détermination de la température individuelle des composantes de la binaire.

La relation Masse-Luminosité

Un apport important de l'observation des étoiles doubles a été de pouvoir établir une relation Masse-Luminosité : observée par HALM (1910), EDDINGTON (1923) l'a démontrée un peu plus tard après avoir étudié la structure interne des étoiles.

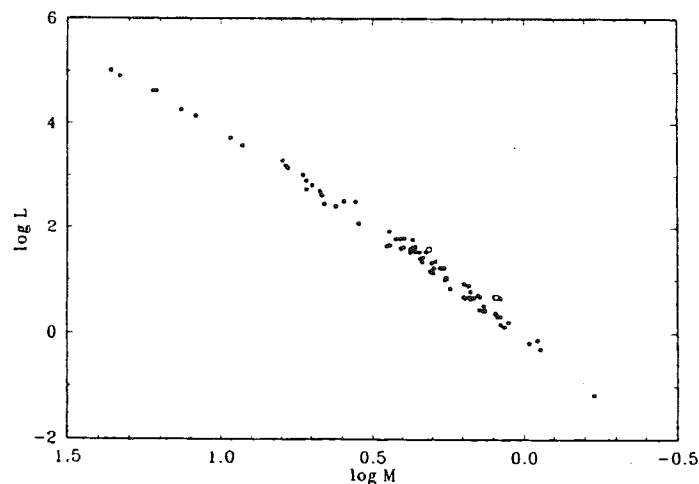


Figure I.1 – Une relation Masse-Luminosité obtenue à partir des paramètres de systèmes binaires (ANDERSEN 1991)

Une seule loi moyenne $L = f(M)$ ne peut cependant représenter toutes les étoiles, notamment du fait de l'état d'évolution ou de la composition chimique variée des astres. Une relation Masse-Luminosité déterminée à partir de systèmes binaires permet néanmoins de déduire pour certaines galaxies la fonction initiale de masse stellaire (IMF) et d'étudier ainsi la formation et la dynamique des galaxies. Récemment, le

besoin de déterminer de manière plus précise les relations Masse–Luminosité a été souligné, tant pour les étoiles de faibles masses (MALKOV *et al.* 1997) que pour les étoiles plus massives (BURKHOLDER *et al.* 1997), ceci afin de mieux contraindre l'IMF et d'étudier le problème de la masse manquante. Il est ainsi nécessaire de qualifier *qualitativement* les étoiles binaires.

Si les étoiles binaires permettent d'avoir accès aux paramètres physiques fondamentaux et de construire des relations Masse–Luminosité très utiles, leur existence peut avoir néanmoins un effet inverse et altérer l'estimation de la courbe d'IMF ou celle de la fonction de luminosité (nombre d'étoiles suivant la luminosité) : en effet, si une étoile est une binaire non résolue (quelles que soient les techniques employées, voir le paragraphe I.2), alors sa luminosité est attribuée à une étoile fictive avec une masse déduite d'une certaine relation $L = f(M)$. Cette masse supposée est inférieure à la somme des masses des deux composantes réelles du système double (défaut de masse) : le compagnon plus faible et non détecté est ainsi exclu de toute statistique et les futures fonctions de masse ou de luminosité construites à partir de telles, *a priori*, étoiles simples peuvent être faussées (KROUPA *et al.* 1991; PISKUNOV & MALKOV 1991). Cela montre l'importance de qualifier *quantitativement* le nombre d'étoiles binaires.

I.1.3 La composition chimique stellaire

Tout comme sa masse, la composition chimique d'une étoile détermine son évolution. L'abondance des éléments est déduite de l'analyse fine photométrique ou spectroscopique à haute résolution spectrale. Même si pour certaines binaires, les raies des deux composantes peuvent être mélangées et compliquer la mesure, il existe certains sujets d'étude de grand intérêt parmi les binaires.

La mesure de l'abondance d'hélium

Dans le cas d'une étoile binaire dont la masse M , le rayon R et la luminosité L sont connus pour chacune des composantes, il est possible de remonter à l'abondance de l'hélium en comparant ces observations à des modèles stellaires. Les trois paramètres libres sont la longueur de mélange ζ , l'abondance en hélium Y et l'abondance des autres métaux Z . En faisant l'hypothèse raisonnable d'unité de lieu et de temps pour la formation de l'étoile double (i.e. les deux composantes de la binaire se sont formées en même temps à partir du même nuage interstellaire et ont donc la même composition chimique initiale), il est possible de remonter aux quatre mesures (R_1, L_1, R_2, L_2) en choisissant convenablement les trois paramètres ζ , Y et Z .

Cette détermination de l'abondance en hélium, réalisée pour quelques étoiles³, (MET-

3. l'abondance de l'hélium est de 0,27 pour le Soleil, elle peut atteindre 0,4 dans certaines étoiles géantes chaudes ; à l'origine de l'Univers, la fonction de masse en He est estimée à 0,235

CALFE *et al.* 1996), permet non seulement de tester et d'améliorer les prévisions des modèles stellaires, mais également de contraindre les théories cosmologiques. En effet, on considère que l'hélium a été créé au cours des trois premières minutes qui ont suivies le Big-Bang : en corrigeant l'abondance du milieu interstellaire en He due à cet enrichissement stellaire, la quantité d'hélium existant à la naissance de l'Univers peut être estimée³.

Les anomalies chimiques

L'influence de la binarité sur certains groupes d'étoiles commence à être bien établie. Par exemple, les étoiles qui ont un excès de baryum font toutes partie de systèmes binaires serrés (McCLURE & WOODSWORTH 1990). Pour les étoiles Hg-Mn (excès en mercure et manganèse), la tendance semble être également la même (WOLFF & PRESTON 1978). L'étude de la binarité peut nous aider à mieux cerner les processus chimiques internes des étoiles (ABT 1983).

I.1.4 La structure interne des étoiles

Dans le cas des étoiles doubles, les mécanismes à l'œuvre dans la stabilité des étoiles peuvent être testés. Sous l'effet de forces de marée, les composantes d'un système binaire serré sont déformées. Les constantes de couplage, qui quantifient ces manifestations sont d'une grande importance pour mieux comprendre la structure interne des étoiles.

I.1.5 Le mouvement apsidal et la Relativité Générale

Le mouvement apsidal, qui est la précession des orbites pour une binaire, permet également de tester la structure stellaire (SCHWARZSCHILD 1958). Le taux de rotation de la ligne des apsides, dans le cas d'une orbite excentrique, dépend de la déformation des étoiles (leur écart à la symétrie sphérique) : sa mesure apporte des contraintes sur les modèles théoriques de composition interne stellaire et la détermination du paramètre k_2 (constante du mouvement apsidal ou encore paramètre de densité interne).

Un autre aspect de l'étude du mouvement apsidal des binaires est qu'elle fait intervenir la théorie de la Relativité Générale. Deux étoiles en particulier, DI Her (GUINAN & MALONEY 1985) et AS Cam (MALONEY *et al.* 1989) retiennent l'attention car leur mouvement apsidal est très inférieur à celui prédit par les calculs théoriques. Une des explications possibles est que la théorie de la Relativité Générale serait incomplète : MOFFAT (1995) propose d'ajouter des éléments non symétriques à cette théorie et prétend rendre ainsi compte des observations dans les cas de DI Her, AS Cam et d'autres. Néanmoins, de meilleures données doivent encore être collectées sur un plus grand nombre d'échantillons avant de pouvoir conclure sur cette correction de la théorie.

En particulier, la connaissance de la structure interne de ces étoiles doit progresser, ainsi que l'observation de la géométrie précise (orientation du mouvement orbital et rotationnel) de ses systèmes particuliers : ces deux facteurs permettent en effet d'apporter des termes négatifs dans l'expression du mouvement apsidal et de réconcilier les observations avec la théorie dite classique. Récemment, CLARET (1997) a ainsi remis en cause, en se basant sur une dizaine de cas de binaires parfaitement connues, le bien fondé de la théorie non symétrique de la gravitation : elle affirme même que pour ces étoiles le désaccord entre les observations et les prévisions apportées par la Relativité Générale et les nouveaux modèles stellaires n'existe pas.

I.1.6 Des astres doubles particuliers

Des objets assez exotiques n'existent que parce qu'ils sont le produit de la binarité, bien distinctement de l'évolution d'une étoile isolée. Leurs propriétés résultent du fait que les deux membres du système binaire sont en contact l'un avec l'autre : des échanges de matières, suivant des processus assez violents, ont lieu entre les deux composantes d'un système en contact.

Les variables cataclysmiques

Ces astres présentent de forts sursauts assez irréguliers de leur luminosité. Ils se composent en général d'une étoile de la Séquence Principale en orbite autour d'une naine blanche, compacte et massive : sous l'effet extrêmement puissant des forces de marée, la matière est arrachée de la composante moins massive et tombe sous la forme d'un disque d'accrétion vers la naine blanche. Les observations de novæ reflètent alors des sursauts lumineux qui proviennent de l'énergie irradiée par la dissipation visqueuse dans le disque en rotation différentielle.

L'étude des flots d'accrétion dans ces binaires cataclysmiques peut ainsi apporter une part non négligeable dans la connaissance des noyaux actifs de galaxies, où un disque d'accrétion est censé être la source d'énergie.

Les binaires X et l'existence de trous noirs

Rechercher un trou noir isolé est une tâche difficile : soit sa présence est signalée par la chute de matière interstellaire sur lui, mais dans ce cas l'énergie émise est trop faible pour être détectée ; soit par effet de lentille gravitationnelle qui reste un phénomène encore malheureusement trop rare et fugitif pour être une méthode totalement fiable de détection.

La situation est beaucoup plus favorable si le trou noir est membre d'un système double : une binaire X. Comme pour les variables cataclysmiques, un disque d'accrétion s'enroule autour d'un objet massif, mais dans le cas d'une binaire X, il s'agit d'un

objet beaucoup plus massif qu'une naine blanche: une étoile à neutron ou un trou noir. L'énorme rayonnement provenant de la matière accrétée est émis dans la gamme des rayons X. L'évidence la plus grande de l'existence d'un trou noir, Cygnus X1, a été ainsi donnée en étudiant l'étoile binaire spectroscopique HD 226868 (BOLTON 1972).

I.1.7 Les disques de poussières et protoplanétaires

Les disques sont les rémanants de la naissance des étoiles et peuvent ainsi apporter des indices importants à propos des mécanismes de formation des étoiles, notamment dans le cas des binaires. L'interaction d'une binaire et de son disque associé est considérée être comme un processus courant dans les premières étapes de l'évolution stellaire. Les modèles théoriques prévoyaient l'existence de disques circumbinaires (SARGENT 1996): ces modèles ont été confirmés avec la première observation directe d'un anneau de gaz et de poussières entourant les deux étoiles du système binaire GG Tau (DUTREY *et al.* 1994; RODDIER *et al.* 1996). D'autres disques circumbinaires avec des masses variant pour les plus massifs entre 10^{-1} à $10^{-3} M_{\odot}$ ont été proposés autour d'étoiles T Tauri (JENSEN & MATHIEU 1997).

D'autres observations sont nécessaires afin de mieux situer la limite entre disque circumstellaire et/ou circumbinaire: ARTYMOWICZ & LUBOW (1994) ont montré que la taille de la région autour de la binaire « nettoyée » de matière dépend de la séparation des étoiles, de leur rapport de masse et de l'excentricité de leur orbite, mais aussi de la viscosité du disque. En général, la région vidée de poussière est au moins égale à 2-3 fois la séparation entre les deux composantes.

La question est de savoir si la binarité a un effet destructeur ou bien stabilisateur sur le disque. Ultimement, les différents types de disques (circumbinaires ou circumstellaires) peuvent-ils survivre assez longtemps pour former des planètes? SIMON & PRATO (1995) ont étudié l'émission infrarouge de la partie interne de disques (taille de quelques UA) autour d'étoiles simples et doubles, et ont montré qu'il n'y avait en fait pas de différence pour le temps de vie d'un disque (entre 2×10^4 et 10^7 ans), qu'il soit autour d'une étoile simple ou d'une binaire. Néanmoins, comme ces auteurs le spécifient, leur étude n'est valable que dans le cas de binaires séparées de plusieurs dizaines d'unités astronomiques, une taille bien supérieure à celle de la région interne du disque détectée en infrarouge: dans le cas d'une binaire spectroscopique (avec une séparation ρ typique d'une unité astronomique ou moins) la partie interne d'un disque sera cette fois plus vite détruite que dans le cas d'une étoile simple.

Réciproquement, quels sont les effets d'un disque circumbinaire sur les éléments orbitaux du système? Des théories dynamiques prévoient qu'un disque circumbinaire suffisamment massif peut augmenter l'excentricité de l'orbite (ARTYMOWICZ *et al.* 1991) jusqu'à une valeur sensible de $e = 0,5$. À l'heure actuelle, il n'est pas clairement établi si l'excentricité de l'ordre de $e = 0,5$ observée dans certaines binaires est due à

l'influence d'un disque potentiel, ou bien au processus de formation de l'étoile double (ou même à un biais observationnel...). Il est probable que les deux mécanismes soient en jeux. Seule une étude approfondie de systèmes binaires dans différentes configurations (en masse, taille,...), avec et sans mise en évidence de disques pourra permettre d'éclaircir la situation.

Une autre question intéressante, peut-être plus spéculative, concerne l'existence des planètes : un disque protoplanétaire peut être considéré en première approximation comme un système binaire pour lequel le rapport des masses est très grand : en étudiant de très nombreux systèmes binaires avec différents rapports de masse, une extrapolation pourrait être proposée concernant l'existence d'autres systèmes planétaires.

Les motivations pour l'étude des binaires jeunes

Si la fréquence de binaires parmi les étoiles de la Séquence Principale est élevée, qu'en est-il pour les étoiles plus jeunes, ayant seulement quelques millions d'années ? Répondre à cette question est fondamentale pour comprendre les mécanismes de formation et d'évolution des systèmes binaires (ZINNECKER 1989).

Certes, il serait plus judicieux d'observer directement des binaires en formation, comme IRAS 16293-2422 (WOOTEN 1989) : cependant, ces objets restent encore à la limite des possibilités observationnelles actuelles et même si des données très intéressantes peuvent être rapportées, aucune étude statistique n'est envisageable. Actuellement donc, les binaires pré-Séquence Principale restent le seul moyen accessible pour étudier la formation des étoiles doubles.

Un autre facteur au moins aussi important qui justifie l'étude des binaires jeunes, est de pouvoir mieux contraindre les modèles théoriques d'évolution stellaire, dès les premières phases de la vie d'une étoile. La majorité des étoiles doubles connues appartiennent à la Séquence Principale, et les masses directement déduites ne concernent donc principalement que des étoiles ayant atteint l'âge adulte. Des mesures directes de masse stellaire pour des objets jeunes sont donc indispensables pour valider les théories d'évolution stellaire proposées.

En outre, ces modèles ne s'appliquent qu'aux étoiles simples, et l'on peut s'interroger quant à leur validité dans le cas de systèmes doubles : comment la binarité influe-t-elle la vie stellaire, notamment pour des systèmes serrés et lors de la phase de formation que représentent les binaires pré-Séquence Principale ?

Les éléments orbitaux des binaires évoluent sûrement avec le temps : vouloir établir une relation entre la période et l'excentricité par exemple, ne signifie pas grand chose si l'on ne regarde pas l'évolution temporelle de ces paramètres en s'intéressant à la fois à l'étude de systèmes binaires adultes et d'autres plus jeunes. À l'extrême, l'état de multiplicité d'un objet peut changer pendant l'intervalle de temps où il évoluera vers

la Séquence Principale.

Enfin, les disques de matière ont très vraisemblablement une durée de vie limitée (typiquement de quelques millions d'années), car peu de candidats ont été découverts autour d'étoiles de la Séquence Principale : ces disques, résultant de la formation stellaire, sont surtout attendus autour d'étoiles jeunes. Comprendre l'interaction existante entre un disque et un système binaire telle qu'elle a été mentionnée au paragraphe I.1.7 n'est surtout possible qu'en s'intéressant aux binaires jeunes.

I.2 Les moyens de détection des binaires

Les techniques d'observation n'ont cessé d'évoluer depuis l'invention de la première lunette par GALILÉE en 1609. Comme la plupart des autres champs d'étude en Astronomie, la recherche des étoiles doubles a grandement bénéficié de ces techniques de plus en plus poussées. Les principaux moyens de détection des systèmes binaires sont présentés ici :

1. **les techniques d'imagerie « classique »** : si deux étoiles très proches l'une de l'autre sont parfois discernables à l'œil nu, les plus grandes découvertes de systèmes binaires ont été réalisées avec l'utilisation de lunettes astronomiques. Le déplacement orbital des étoiles doubles a été par la suite enregistré sur des plaques photographiques, puis maintenant avec les détecteurs CCD. La plus grande résolution accessible, limitée par la turbulence atmosphérique, est typiquement de 0,5 à 1'' ;
2. **l'occultation lunaire** : lorsqu'une étoile est éclipsée par la Lune, l'enregistrement de son flux lumineux montre des variations qui sont typiques si l'étoile est double. La couverture du ciel par cette technique n'est que de 10 % (partie couverte par le déplacement de la Lune dans le ciel), mais des séparations de binaires de l'ordre de 0,1'' (voir moins) sont accessibles (NATHER & EVANS 1970) ;
3. **l'astrométrie** : la mesure très précise de la séparation et du mouvement d'étoiles doubles dans le ciel est possible à l'aide de micromètres montés sur les lunettes ou suivant des techniques plus complexes mais aussi beaucoup plus fines, comme celle employée par le télescope spatial HIPPARCOS (LINDEGREN *et al.* 1997) : les étoiles sont observées à travers une grille (masque) et leurs positions relatives sont obtenues en étudiant leur projection à travers le masque. Deux composantes séparées de 0,1'' et une différence de magnitude $\Delta m < 4$ peuvent être détectées avec HIPPARCOS, tandis que le mouvement d'une binaire astrométrique est suivi avec une précision de quelques millisecondes d'arc ;

4. **les techniques d'imagerie à haute résolution angulaire** permettent d'accéder à des systèmes doubles beaucoup plus serrés : l'article de revue de McALISTER (1985) dresse l'historique et présente les différentes méthodes utilisées.

L'interférométrie des tavelures consiste à prendre des images avec des temps de pose très courts (de quelques dizaines de millisecondes), pour « geler » la turbulence atmosphérique et atteindre une meilleure résolution spatiale. La reconstruction d'images demande un certain nombre de traitements par ordinateur plus ou moins complexes (LABEYRIE 1970).

Dans le cas du télescope spatial HUBBLE, des figures d'interférence sont enregistrées par les FGS (Fine Guidor Sensor) et permettent de mesurer finement la séparation entre deux étoiles (BERNACCA *et al.* 1993).

L'interférométrie à plusieurs télescopes (LABEYRIE 1978), utilisée couramment dans le domaine radio, est une technique encore délicate à mettre en œuvre dans le visible et l'infrarouge mais qui est promise à un grand avenir aux vues des possibilités qu'elle offre.

Depuis l'article de McALISTER (1985), une nouvelle technique a cependant émergé et a permis de faire progresser la recherche de systèmes doubles : il s'agit de l'*Optique Adaptative* qui a été employée au cours de ce travail de thèse.

Avec ces techniques d'imagerie à haute résolution angulaire, deux étoiles séparées de 0,2 à quelques millièmes de seconde d'arc peuvent être résolues : il faut toutefois préciser que les meilleurs résultats en résolution angulaire sont obtenus avec des techniques interférométriques à plusieurs télescopes qui sont encore malheureusement limitées, pour l'instant, à l'étude de binaires très brillantes ($m_V \approx 6$) et dont la différence de magnitude entre les composantes est faible. L'Optique Adaptative permet, à l'heure actuelle, avec un télescope de la classe des 4 m et dans de bonnes conditions, d'observer des systèmes jusqu'à une magnitude $m_V = 14$ et avec une dynamique en magnitude pour chacune des composantes de l'ordre de $\Delta K \approx 7$ (suivant la séparation et sans coronographe) : même si la précision angulaire accessible pour l'instant (séparation $\rho \simeq 0,1''$) est moins bonne qu'avec des méthodes d'observations interférométriques, la plus grande couverture en magnitude par les observations avec l'Optique Adaptative autorise actuellement une bien meilleure étude statistique de la binarité parmi les étoiles. De nouveaux projets (VLTI, DARWIN, NAOS,...) permettront encore de faire reculer ces limites.

5. **la photométrie** consiste à mesurer le flux d'une étoile et à étudier les variations de lumière dues à la présence d'un compagnon (voir le paragraphe I.3.2). Il faut également mentionner une autre méthode photométrique pour déterminer les binaires, celle basée sur le fait que les étoiles binaires et simples sont situées dans des positions distinctes dans un diagramme couleur-magnitude (voir par exemple

NORDSTRÖM *et al.* 1997a; RUBENSTEIN & BAILYN 1997); une telle approche est surtout utilisée pour dénombrer les binaires dans des amas (voir la table I.2), que nous appellerons binaires CMD (*color-magnitude diagram*). Cependant, cette approche ne nous renseigne pas sur les paramètres physiques et surtout orbitaux des systèmes : les binaires photométriques seront alors considérées par la suite seulement comme des binaires à éclipse ;

6. **la spectroscopie** permet de différencier une étoile simple d'un système binaire serré (voir le paragraphe I.3.3). Les méthodes de mesure de vitesses radiales précises ont été discutées par WALKER (1992).

En fait, l'observation des systèmes binaires est une méthode très adaptée pour tester un nouvel instrument, notamment en imagerie à haute résolution angulaire, (cf. la liste de binaires standards par McALISTER & HARTKOPF 1983).

De plus, la recherche de binaires utilise exactement les mêmes techniques que celles utilisées pour la recherche de planètes extra-solaires : elle a donc tout à gagner dans le développement de ce nouveau champ prometteur de l'Astronomie et des futurs instruments qui vont être construits dans l'optique principale de cette étude (tant dans le domaine de l'astrométrie, de la haute résolution angulaire, de la spectroscopie ou de la photométrie, voir SCHNEIDER 1997).

I.3 La classification des binaires

Les différents types de binaires sont désignés suivant la technique d'observation employée pour leur détection et non pas suivant leurs caractéristiques intrinsèques. Ce classement dépend ainsi principalement de la séparation entre les composantes et la distance du système par rapport à l'observateur.

I.3.1 Les étoiles doubles

Deux étoiles observées au télescope extrêmement proches l'une de l'autre forment un système double. On distingue alors :

- **les couples optiques** : c'est une *association apparente*, sans lien physique, de deux étoiles situées sur la même ligne de visée. Le rapprochement résulte d'un simple effet de perspective, les composantes se trouvant en fait à des distances du Soleil très différentes. Leurs mouvements propres non corrélés révèlent qu'elles ne sont pas membres d'un système lié.
- **les paires visuelles** : elles sont formées de deux étoiles qui sont liées physiquement. Sous l'influence de leur attraction gravitationnelle, elles orbitent autour

d'une durée beaucoup plus longue et avec encore une meilleure sensibilité (comme le projet GAIA) permettront d'analyser encore plus de candidates. L'intérêt d'une étude de ces binaires astrométriques est important car des planètes peuvent être membres de tels systèmes.

William HERSCHEL publia entre 1782 et 1821 un catalogue avec plus de 800 étoiles doubles ; son fils John compléta ce travail en 1874 avec plus de 10 000 systèmes. Aujourd'hui, le catalogue WDS (Washington Double Star catalogue) de WORLEY & DOUGLASS (1997) contient plus de 78 000 étoiles doubles, dont une grande partie sont de véritables paires visuelles. HIPPARCOS a apporté environ 10 000 nouvelles étoiles doubles, dont 3 000 paires visuelles.

Généralement, deux étoiles proches dans le ciel sont des binaires visuelles s'il n'y a pas de raison de douter qu'elles sont à la même distance de l'observateur et si elles ont le même mouvement propre.

Les véritables couples optiques sont assez rares dans le ciel : la sphère céleste couvre 4π stéradian soit $5,35 \times 10^{11}$ secondes d'arc carré. Une partie seulement des quelques 10^{11} étoiles contenues dans notre Galaxie sont observables ; ainsi, la probabilité de trouver deux étoiles séparées de quelques secondes par projection sur la ligne de visée est très faible. Notons que cette probabilité augmente en direction des régions plus denses telles que le centre galactique ou les régions de formation d'étoiles. Il est généralement admis que si la séparation est inférieure à environ 2 000 unités astronomiques pour des étoiles de type solaire (respectivement 3 000 à 4 000 UA pour des étoiles plus massives), nous sommes sûrement en présence d'une paire visuelle (LEINERT *et al.* 1993, 1997b). Surtout, la position de chaque composante d'un système double dans un diagramme couleur-couleur permet de distinguer assez facilement les étoiles du champ associées par projection des véritables paires visuelles.

Comme pour les couples optiques, la séparation des paires visuelles peut varier de quelques dizaines de secondes d'arc à quelques centièmes de secondes d'arc pour les étoiles doubles serrées résolues actuellement, suivant la technique employée (cf. la partie I.2).

Les étoiles doubles visuelles sont très importantes car elles permettent de calculer les masses des étoiles assez aisément en appliquant la troisième loi de Képler et si on connaît par ailleurs la distance du système. Environ 2 000 orbites ont pu être calculées, les périodes trouvées s'échelonnant entre 25 et 100 ans. La plus longue connue, 10 850 années, est celle du système σ^2 U Ma. En dessous d'une période de 2 ans, les étoiles sont trop proches pour être résolues visuellement et doivent être étudiées photométriquement (pour des orientations favorables) ou spectroscopiquement.

I.3.2 Les binaires photométriques

La mesure des variations du flux des étoiles a amené à la découverte des binaires photométriques. Dans ces couples serrés d'étoiles (pour la plupart encore inséparables au télescope), leur magnitude apparente varie périodiquement au gré des éclipses d'une composante par l'autre, avec la condition nécessaire et restrictive que l'observateur soit proche du plan de leur orbite (i.e. une inclinaison $i \approx 90^\circ$).

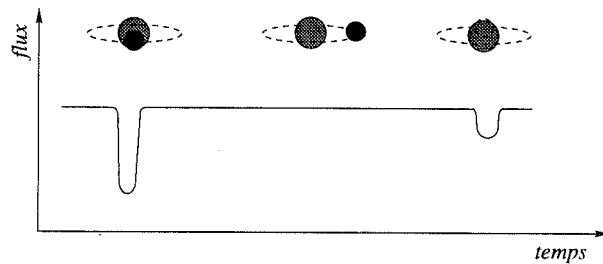


Figure I.5 – La courbe de lumière d'une hypothétique binaire à éclipse
 En 1669, MONTONARI publia une note spécifiant la variabilité d'éclat d'Algol⁵. Le jeune GOODRICKE identifia le premier en 1782 le caractère périodique de ce phénomène ($P = 2\text{ j } 20\text{ h } 49\text{ min}$); dans son article paru dans les « *Philosophical Transactions of the Royal Society* », il proposa que les changements lumineux résultaient des éclipses d'Algol par un corps orbitant autour d'elle. Et ce une vingtaine d'années avant que W. HERSCHEL n'envisage l'existence d'étoiles binaires. En fait, l'explication avancée par GOODRICKE ne fut admise que plus d'une centaine d'années plus tard, lorsque VOGEL observa spectroscopiquement Algol et la découvrit comme étant effectivement une binaire spectroscopique. La courbe de lumière présentée ci-dessus n'est pas celle d'Algol (voir RICHARDS et al. 1988): dans le cas de cette dernière étoile, le compagnon le plus faible est également celui qui a le plus grand rayon

Sur la courbe de lumière de ces astres, le minimum profond correspond à l'éclipse de l'étoile primaire la plus chaude (*la primaire*) par le compagnon (*la secondaire*); réciproquement le second minimum, d'autant plus faible si la différence de température est grande, correspond au transit de la secondaire derrière la primaire. La période peut varier de quelques heures à plusieurs mois. La séparation physique est généralement de l'ordre de quelques rayons solaires à quelques UA.

Les paramètres que l'on peut déduire de l'étude des binaires à éclipse sont nombreux,

5. Algol (β Persei) vient de l'arabe « Al Ghül » qui signifie « Étoile Changeante ». Les Hébreux l'appelaient « Rosh ha Sātān », « La Tête de Satan » et les chinois du doux nom « Tseih She », « Amas de Cadavres ». Dans la Constellation de Persée elle représente la tête de Médusa. À l'évidence, bien avant de connaître la nature de ses variations, les changements apparents de luminosité étaient attribués à l'intervention d'esprits malveillants...

nous pouvons citer en particulier (ANDERSEN 1991):

- l'inclinaison i et les dimensions des étoiles sont déterminées par le caractère de l'éclipse (partielle, totale ou annulaire) et la durée des minima ;
- le rapport entre les profondeurs des minima permet de remonter au rapport des températures effectives des composantes ;
- la variation, si elle a lieu, de la phase du minimum secondaire indique une précession de l'orbite (mouvement apsidal), qui dépend de la structure interne des étoiles ;
- les déformations des étoiles sous les effets de marées ainsi que leur assombrissement centre-bord peuvent être estimés en étudiant la forme générale de la courbe de lumière et ses détails près des minima.

Environ 3 000 binaires à éclipses sont connues ; le catalogue de BRANCEWICZ & DWO-RAK (1980) récapitule les éléments d'orbite pour 1 000 d'entre elles.

I.3.3 Les binaires spectroscopiques

Ce type de binaires correspond à des étoiles doubles assez proches l'une de l'autre, en général non séparées en une paire visuelle. Si l'orbite de ces systèmes n'est pas assez inclinée, la ligne de visée n'intercepte pas le plan orbital et aucune éclipse n'a alors lieu : seule une étude spectroscopique permet de révéler que deux étoiles composent le système. Deux sous-classes peuvent être définies :

- les *binaires spectroscopiques* (SB) avec déplacement Doppler des raies :
les signatures spectrales d'au moins une des composantes présentent un décalage périodique de la vitesse radiale, par effet Doppler, dû au mouvement orbital de l'étoile ; si un seul ensemble de raies spectrales est vu en mouvement, il s'agit d'une SB1 (*single-line spectroscopic binary*) ; si les deux spectres des deux étoiles sont présents (parce que la différence de magnitude est faible) et en anti-phase en vitesse, il s'agit d'une SB2 (*double-line spectroscopic binary*).

Les périodes varient de quelques heures à plusieurs années (15 ans pour ϵ Hya), les séparations physiques de quelques rayons solaires à plusieurs dizaines d'unités astronomiques. Si l'inclinaison du système est connue, les masses individuelles des composantes peuvent être déterminées.

Plus de 1 500 binaires spectroscopiques ont une orbite calculée dans le catalogue de BATTEN *et al.* (1989). Les *binaires détachées* représentent une classe particulière d'étoiles qui sont à la fois binaires à éclipse et spectroscopiques et pour

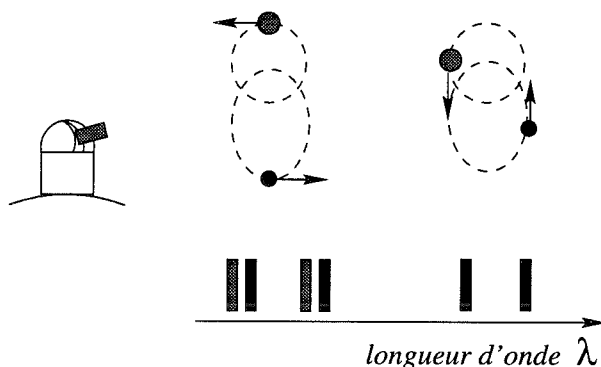


Figure I.6 – Le dédoublement des raies pour une binaire à éclipse

VOGEL découvrit en 1889 l'oscillation des raies spectroscopiques d'Algol. La première découverte d'une binaire spectroscopique de type SB2 eut lieu l'année suivante par *PICKERING*, lorsque ce dernier observa chez ζ U Ma (Mizar, déjà binaire visuelle avec Alcor) deux ensembles de raies qui se déplacent en anti-phase avec une période de 104 jours

lesquelles les paramètres physiques peuvent être calculés avec une grande précision. C'est principalement à partir de l'étude de tels objets que les modèles théoriques peuvent être contraints ou vérifiés (POLS *et al.* 1997 ou l'exemple de l'étude de TY CrA au chapitre V).

- *les binaires spectrales* : les raies spectrales provenant de deux étoiles sont observées sur un même spectre, mais aucun déplacement Doppler n'est observé. Deux raisons peuvent être invoquées :
 - les deux étoiles orbitent l'une autour de l'autre, mais l'orientation est telle que l'observateur voit le système de face et non de profil, et le mouvement orbital des étoiles a lieu dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée (inclinaison $i \simeq 0$) : aucun changement de vitesse radiale périodique ne peut être détecté ;
 - la période du système est trop longue (la séparation entre les étoiles étant élevée) ou les masses stellaires en jeu très faibles : les déplacements Doppler attendus se produisent avec une faible amplitude, à la limite de détection des spectrographes communs⁶.

6. notons que cette limite a diminué fortement depuis quelques années : elle est d'une dizaine de mètres par seconde pour les meilleurs instruments observant des étoiles assez froides, ce qui a ainsi permis de détecter spectroscopiquement la première planète extra-solaire candidate, 51 Peg (MAYOR & QUELOZ 1995)

Cette classification des étoiles binaires, aussi détaillée soit-elle, présente un inconvénient : avec le développement des techniques observationnelles, une étoile binaire peut ainsi appartenir à plusieurs des catégories expliquées précédemment. Par exemple, avec l'apparition de télescopes géants ou de méthodes interférométriques, des étoiles spectroscopiques peuvent être résolues visuellement (ARMSTRONG & HUMMEL 1995). Les cas de Mizar ou Algol montrent bien l'évolution de la classification des binaires, et la toute relativité d'un tel ordonnancement...

I.3.4 Les systèmes multiples

Si les systèmes binaires sont très nombreux dans le ciel, il existe un niveau supérieur dans les associations d'étoiles, les systèmes multiples. Environ 5 à 15 % des systèmes stellaires sont au moins triples (EGGLETON & KISELEVA 1996). En général, un système triple est constitué d'une binaire serrée accompagnée d'un lointain compagnon : ce troisième membre orbite autour de la binaire centrale considérée comme un point unique. Le rapport des deux périodes orbitales est de l'ordre de 100 ou 1 000. En fait, la lointaine troisième composante peut elle-même être une étoile double. De tels systèmes sont des *associations hiérarchiques* (EVANS 1968) et sont en majorité stables. EGGLETON & KISELEVA (1995) ont discuté la stabilité de tels systèmes. À l'opposé, dans les systèmes du type Trapèze d'Orion, les composantes sont équidistantes les unes des autres (AMBARTSUMIAN 1955) : un tel agencement n'est pas indéfiniment stable et n'est observé que parmi les étoiles OB (étoiles massives qui ont un temps d'évolution comparable au temps de stabilité dynamique d'une formation Trapèze, soit quelques millions d'années) (SALUKVADZE & DZHAVAKHISHVILI 1988) ou les étoiles jeunes de type T Tauri (SALUKVADZE 1988).

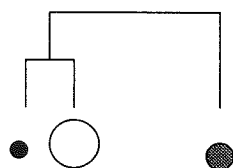


Figure I.7 – Un système triple hiérarchique est composé d'une binaire autour de laquelle orbite un troisième compagnon α Centuri est un exemple de système triple hiérarchisé : la binaire serrée est séparée de 23,5 UA ($P \approx 80$ ans) et le compagnon plus lointain, Proxima Centuri est distant d'environ 13 000 UA

Des systèmes quadruples, quintuples ou même sextuples existent. En fait, la difficulté à déterminer la multiplicité des systèmes réside dans la faculté à séparer et à interpréter la place des diverses composantes. TOKOVININ (1997) a récemment compilé l'ensemble des systèmes stellaires d'ordre de multiplicité compris entre 3 et 7 et a trouvé que 82 % des systèmes triples contenus dans ce catalogue étaient des systèmes hiérarchisés.

I.3.5 De omni re scibili⁷

Il est dès à présent nécessaire d'effectuer la mise au point suivante : dans cet écrit, le terme d'*étoile double* désigne tous les types de binaires possibles à l'exclusion des couples optiques. Le terme d'*étoile ou de système binaire* s'appliquera aussi pour des systèmes d'ordre de multiplicité plus élevé que deux, sauf indication. Inversement, l'expression *système multiple* englobe également les systèmes binaires (à deux étoiles), sauf précision donnée.

La commission 26 de l'IAU (International Astronomical Union) recense les publications et les avancées dans l'étude des systèmes doubles et multiples. L'existence d'une commission au sein de l'IAU dédiée aux étoiles binaires montre tout l'intérêt porté par la communauté astronomique à ces systèmes.

Le tableau I.1 résume les caractéristiques physiques des différents types de systèmes doubles et les informations stellaires accessibles.

Tableau I.1 – Les différents types de binaires et leurs caractéristiques

	type de binaires		
	visuelles	à éclipse	spectroscopiques
moyen de détection	imagerie, astrométrie,...	photométrie	spectroscopie
séparation angulaire	qq 10'' à qq 0.01''	qq 0.01''	qq 0.01''
séparation physique	10 ² à qq 10 ³ UA ^a	qq R _☉ à plus. dizaines d'UA	qq R _☉ à plus. dizaines d'UA
période orbitale	de 2 ans à qq 10 ³ années	qq heures à qq mois	qq heures à 1–2 ans
éléments orbitaux	tous les 7 ^b	$P, e, T, a \sin i, w$	P, e, T, w, i
éléments physiques	M, L , type spectral	$f(m)$ ^c ou $M \sin i$ ^d , type spectral ^e	$L, \frac{R}{a}$
catalogue	WDS ^f	BRANCEWICZ & DWORAK (1980)	BATTEN <i>et al.</i> (1989)
nombre	78 000 ^g	3 000	1 500 ^h
orbites calculées	3 000	1 000	1 500

^a cette séparation peut atteindre quelques fractions d'années-lumières dans le cas des binaires à mouvement propre commun

^b Ω est connu modulo π sans mesures de vitesse radiale

^c la fonction de masse s'exprime $f(M) = \frac{(M_{I1} \times \sin i)^3}{(M_I + M_{I1})^2} = \frac{(a_1 \times \sin i)^3}{P^2}$

^d masses individuelles accessibles pour les SB2

^e si suffisamment de raies sont observables : R et L peuvent alors être estimés

^f WORLEY & DOUGLASS (1997)

^g selon POVEDA *et al.* (1982), environ 25 % des 70 000 systèmes recensés dans la version précédente du catalogue sont en fait des couples optiques

^h $\frac{1}{3}$ sont des SB2, les autres sont des SB1 ; 15–20 % des SB1 sont des binaires photométriques, alors que seulement quelques douzaines des SB2 sont également des binaires à éclipse

7. « De toutes les choses qu'on peut savoir »

I.4 La statistique des binaires

I.4.1 Introduction

Les étoiles binaires intéressent les astronomes depuis un peu plus de deux siècles, et des catalogues ont été très vite publiés. Le grand nombre d'objets étudiés permet d'établir une statistique de la binarité. Il s'agit notamment de comparer le nombre d'étoiles doubles détectées par rapport au nombre total d'étoiles observées, i.e. la *fréquence de binarité*, fb (voir la terminologie très bien décrite par REIPURTH & ZINNECKER 1993). Soit un échantillon de N étoiles isolées (i.e. elles ne sont pas liées physiquement entre elles), si S représente le nombre d'étoiles simples parmi elles, B le nombre d'étoiles appartenant à un système binaire, T le nombre d'étoiles membres d'un système triple et Q le nombre d'étoiles faisant parties d'un système quadruple, on a bien sûr $N = S + B + T + Q$ et l'on définit alors :

$$fb = \frac{B + T + Q}{S + B + T + Q}$$

En toute rigueur, cette expression détermine la fréquence de multiplicité, mais on emploiera le terme plus usité de fréquence de binarité (ou de binaires) qui est donc la probabilité qu'une étoile soit multiple.

Cette étude de la fréquence de la binarité nécessite quelques précautions. Tout d'abord, les biais observationnels doivent être quantifiés avec rigueur : les différentes techniques mentionnées au paragraphe I.2 permettent d'observer des étoiles jusqu'à une certaine magnitude limite, suivant un intervalle de séparation propre et des corrections doivent alors être apportées dans la détermination du nombre de binaires détectées ou potentielles. Surtout, la fréquence de la binarité peut varier suivant les classes d'âge des étoiles ou leur type spectral. Des recherches systématiques de binaires avec des moyens d'observations variés ont permis d'éclaircir la situation. La présentation de ces recherches se limitera dans un premier temps aux étoiles naines du champ situées sur la Séquence Principale, puis aux étoiles pré-Séquence Principale.

I.4.2 Les binaires de la Séquence Principale

Les étoiles du champ de la Séquence Principale sont « facilement » observables, du fait de leur relativement grande proximité et luminosité : les études ont d'abord logiquement porté sur ces objets. ABT (1983) dans son article de revue en a présentées quelques unes ; le tableau I.2 résume les différentes recherches systématiques de binaires parmi les étoiles naines normales (sans anomalies chimiques) de la population I. Sont également rapportées dans un deuxième groupe quelques études

de binaires pour certains amas (les étoiles sont de type solaire, sauf indication contraire).

Tableau I.2 – Les binaires de la Séquence Principale

références	observ. ^a	résolution ^b angulaire	biais ^c	type spectral	nombre ^d de S : B : T : Q	fb	fb ^e estim.
LEINERT <i>et al.</i> (1997a)	spek. IR	0,1–5'' 0,5–25 UA	$m_K < 10$ $d < 5$ pc	M	25:9 ^f	26 %	
HENRY & MCCARTHY (1990) HENRY & MCCARTHY (1992)	spek. IR	$> 0,2''$ $\rho \gtrsim 1-10$ UA	$m_K < 10$ $\Delta m_K < 4-5$	M	46:19:1:1	31 %	
FISCHER & MARCY (1992)	spectro	$0,04 < \rho < 4$ UA	$t_{obs} \simeq 4$ ans	M	58:4	7 %	42 %
	spek. IR	$1 < \rho < 10$ UA	$m_K < 10$	M	25:6	29 %	42 %
	ima. IR	$26 < \rho < 60$ UA	$2'' < sp. < 7''$	M	27:1	4 %	42 %
	ima. vis.	$10 < \rho < 10^3$ UA	$m_V < 11$	M	45:13	23 %	42 %
TOKOVININ (1992)	spectro	$P < 3000$ j.	$t_{obs} = 1500$ j.	G9–M3	162:24	13 %	10 %
MAYOR <i>et al.</i> (1992)	spectro		$t_{obs} \simeq 10$ ans $d < 22$ pc	K	220:67	23 %	
DUQUENNOY & MAYOR (1991)	spectro		$t_{obs} \simeq 10$ ans $d < 22$ pc	F7–G9	93:62:7:2	43 %	57 %
ABT (1987, 1978) ABT & LEVY (1976)	spectro		$t_{obs} \simeq 1800$ j. $m_V < 5,5$	F3–G2	55:57:10:1	55 %	72 %
NORDSTRÖM <i>et al.</i> (1997b)	spectro	$P < 5$ ans	$m_V < 8,3$	F	595:174	29 %	> 22 %
ABT & LEVY (1978) ABT <i>et al.</i> (1990)	spectro		$m_B < 6$	B2–B5	77:32	29 %	67 %
WOLFF (1978)	spectro	$P < 100$ j.	$v \sin i < 100$ km s ⁻¹	B	62:21	25 %	
GARMANY <i>et al.</i> (1980)	spectro		$m_V < 7$	O	43:24	36 %	40 %
MASON <i>et al.</i> (1998)	spek. vis.	$0,035 < \rho < 1,5''$	$m_V < 8$	O	227:15	7 %	59 %
ABT <i>et al.</i> (1970)	spectro	$P < 100$ j.		NGC 6475 (B)	11:8	42 %	
MATHIEU <i>et al.</i> (1990)	spectro	$P < 1000$ j.	$m_V < 12,8$	M 67		18 %	9–15 %
MORRELL & ABT (1991)	spectro		$6,9 < m_V < 9,3$	IC 4665 (B3–A2)	11:4	27 %	
RABOUD (1996)	spectro		$10,5 < m_V < 14,53$	NGC 6231 (B1–B9)	22:10	31 %	52 % <
MERMILLIOD <i>et al.</i> (1992)	spectro	$P < 100$ j.		Pléiades (F5–K0)	77:11	13 %	
BOUVIER <i>et al.</i> (1997)	OA	$0,08 < \rho < 7''$	$m_K < 17$	Pléiades (G–K)	119:22:3	17 %	28 %
HARRIS <i>et al.</i> (1993)	phot. vis.	binaires CMD	$-1 < M_V < 3$	NGC 2287 (B–K)		40 %	80 %
GIZIS & REID (1995)	ima. HST	$0,1 < \rho$	$11,5 < M_V$	Hyades	15:5	20 %	27 %
RUBENSTEIN & BAILYN (1997)	phot. HST	binaires CMD	région centrale	NGC 6752		15 %	< 38 %
NORDSTRÖM <i>et al.</i> (1997a)	spectro	$P < 100$ j.		NGC 3680	19:25	57 %	

^a spek. IR ou vis. = interférométrie des tavelures en infrarouge ou visible ; ima. IR ou vis. = imagerie infrarouge ou visible ; phot. HST = photométrie avec HST ; OA = Optique Adaptative ; spectro = spectroscopie

^b ou limite sur la séparation ρ ou la période P du système

^c t_{obs} = durée de la recherche systématique

^d S = nombre d'étoiles observées comme simples ; B = binaires : T = triples : Q = quadruples

^e fb extrapolée par une étude de complétude ou estimation plus générale

^f sont incluses les étoiles M situées à moins de 5 pc observées par HENRY & MCCARTHY (1990)

À la lumière de ces quelques nombres et comme il avait été annoncé au début de ce chapitre, les étoiles binaires sont très nombreuses dans le ciel : après avoir

pris en considération les différents facteurs de biais et les différents domaines de séparation des binaires accessibles suivant les techniques employées (cf. le paragraphe I.2), les différents auteurs s'accordent pour dire qu'*au moins 50 % des étoiles du champ sur la Séquence Principale possèdent un compagnon*.

Quelques remarques peuvent être faites :

- la fréquence de binaires a légèrement tendance à diminuer suivant le type spectral : elle est de l'ordre de 50–60 % pour les étoiles de types B, F ou G, de 45 % pour les étoiles de type K et de 42 % pour les M. LEINERT *et al.* (1997a) soulignent cependant qu'un plus large échantillon est encore nécessaire pour affirmer l'effet du type spectral sur la fréquence de binarité, notamment pour s'affranchir de possibles biais observationnels.
Si elle est confirmée par d'autres études, cette décroissance du nombre de compagnons liée au type spectral (sous-entendu comme étant celui de la primaire) pourrait se comprendre dans le sens où les compagnons d'étoiles massives peuvent se situer dans un plus grand domaine de masse que des compagnons d'étoiles peu massives : ainsi, une étoile de type B pourra avoir un compagnon stellaire avec un type spectral compris entre B jusqu'à M, alors qu'une étoile de type M n'aura que des compagnons au plus aussi massifs qu'elle, donc moins de possibilité pour être multiple. Cette explication, quoique logique, demande à être confirmée par des théories bien établies qui pourront expliquer la formation des étoiles doubles ;
- la spectroscopie a été une technique majoritairement employée pour étudier la fréquence de binaires parmi les étoiles de la Séquence Principale. McALISTER *et al.* (1993), BRUMMELAAR *et al.* (1996), RICHICHI *et al.* (1997) emploient respectivement les techniques d'interférométrie des tavelures en infrarouge, l'Optique Adaptative et l'occultation lunaire pour observer des binaires, mais la grande variété en type spectral de leurs étoiles rend encore la comparaison difficile avec les études mentionnées dans le tableau I.2 ; souvent ces techniques servent plutôt à caractériser des étoiles doubles déjà connues. La nouvelle technique de l'Optique Adaptative commence juste à être utilisée pour étudier la fréquence de binaires parmi les étoiles de la Séquence Principale (BOUVIER *et al.* 1997; ZINNECKER 1997) et permettra de compléter les statistiques spectroscopiques ;
- de façon générale, la fréquence de binarité dans les amas semble être identique à celle des étoiles du champ (M67, NGC 3680, les Pléiades). Cependant, certains amas (NGC 6475, NGC 6231) semblent présenter un excès de binaires par rapport aux étoiles du champ : une relation inverse entre la fréquence de

binarité et la vitesse de rotation des étoiles dans les amas a été proposée, mais demande encore à être étudiée (MORRELL & ABT 1991) ;

- DUQUENNOY & MAYOR (1991) ont apporté d'intéressants résultats concernant notamment la distribution en période orbitale P des systèmes, qui suit approximativement une loi gaussienne centrée sur $P = 180$ ans ; le rapport de masse $q = \frac{M_2}{M_1}$ entre les deux composantes, qui est légèrement piqué vers $q = 0,23$; surtout, il apparaît que les orbites sont d'autant plus circulaires que la période est petite (voir la figure 8(a) au paragraphe I.4.3) ;
- la proportion d'environ 50 % de binaires est également vraie pour les étoiles géantes, même si une déficience de systèmes doubles avec des périodes $P < 100$ jours par rapport aux étoiles naines paraît exister (ABT 1983) ;
- à quelques exceptions près, la fréquence de binaires parmi les étoiles avec une composition chimique anormale semble être à peu près identique à celle des étoiles normales : des différences peuvent exister suivant le type d'étoiles anormales (exemple : les étoiles à excès en Ba) ou la distribution en période (voir ABT 1983).

I.4.3 Les binaires pré-Séquence Principale

Les observations des binaires T Tauri

Ce paragraphe se focalise sur les étoiles jeunes de faible masse (jusqu'à environ $1,5 M_{\odot}$), les étoiles T Tauri (voir leurs caractéristiques dans BERTOUT 1989).

Il faut souligner le caractère récent de l'étude approfondie des binaires pré-Séquence Principale comparée à celle menée pour les étoiles de la Séquence Principale. Comme JOY & VAN BISBROECK (1944) qui rapportent la première détection de binaires jeunes, la découverte de ces systèmes n'a été qu'un produit dérivé d'autres études concernant les étoiles T Tauri (la recherche de disque d'accrétion,...). La plupart des recherches systématiques de systèmes doubles connus T Tauri date au plus d'une décennie. Les principales raisons de ce récent développement sont surtout d'ordre technique : en effet, les régions de formation d'étoiles sont relativement lointaines (environ 100 pc et plus) et leur analyse détaillée requiert des télescopes puissants et des techniques à haute résolution angulaire. Surtout, l'étude des étoiles jeunes, objets souvent entourés de poussières et situés dans des régions sombres, nécessite l'utilisation (relativement récente) des méthodes d'observations en infrarouge.

L'article de revue de MATHIEU (1994) a très bien présenté les recherches systématiques d'étoiles binaires parmi les étoiles T Tauri. D'autres se sont ajoutées depuis

et l'ensemble des résultats obtenus est résumé dans le tableau I.3. Il faut noter que les fréquences de binaires jeunes données dans ce tableau ne peuvent être directement comparées avec celles des binaires de la Séquence Principale : une remise à l'échelle est auparavant nécessaire (voir la figure I.9).

Tableau I.3 – Ce tableau présente la fréquence de binarité parmi les étoiles T Tauri dans différentes régions de formation d'étoiles

références	observ. ^a	résolution ^b angulaire	biais	région	nombre ^c de S : B : T : Q	fb	fb ^d estim.
LEINERT <i>et al.</i> (1993)	spek. IR	0,13–13'' 18–1800 UA	$m_K < 9,5$	Tau–Aur	60:39:3:2	42 %	
GHEZ <i>et al.</i> (1993)	spek. IR	0,07–2,5'' $10 < \rho < 350$ UA	$m_K < 8,5$ $m_K < 8,5$	Tau–Aur Sco–Oph	24:21 13:11	47 % 46 %	
GHEZ <i>et al.</i> (1997a)	spek. IR ima. IR	0,1–12'' $15 < \rho < 1800$ UA	$m_K < 8,5$	Cha, Lup, CrA	(38:19:2) ^e	36 %	57 %
SIMON <i>et al.</i> (1992, 1995)	occ. lun. ima. IR	0,005–10'' $3 < \rho < 1400$ UA	$m_K < 12$	Tau Oph	21:22:4 22:10:2:1	55 % 37 %	
MATHIEU <i>et al.</i> (1989) MATHIEU (1992)	spectro	$P < 100$ jours		Tau–Aur Oph–Sco, CrA	48:5	9 %	
CHEN & GRAHAM (1992)	ima. IR	0,2–10''		Cha I Cha II	51:15:1 14:5	24 % 26 %	
BRANDNER <i>et al.</i> (1996)	ima. IR	0,8–12'' 0,8–3''		Cha Sco–Lup	107:14 61:13	12 % 18 %	≈ 14 % ≈ 15 %
REIPURTH & ZINNECKER (1993)	ima. vis.	1–12'' 150–1800 UA		Cha, Lup, Oph, CrA, L1642, L162, B59, B62	200 ^f :37:1	16 %	80 %
PADGETT <i>et al.</i> (1997)	ima. HST	0,3–2,3'' 38–1050 UA	$m_I < 19$	Orion (NGC 2024 2068, 2071)	84:15	15 %	
PROSSER <i>et al.</i> (1994)	ima. HST	0,1–1'' $44 < \rho < 440$ UA	$m_I < 19$	Trapèze d'Orion	284:35	11 %	

^a spek. IR = interférométrie des tavelures ; ima. IR ou visible = imagerie infrarouge ou visible ; ima. HST = imagerie avec HUBBLE ; occ. lun. = occultation lunaire ; spectro = spectroscopie

^b ou limite sur la séparation ρ ou la période P du système

^c S = nombre d'étoiles observées comme simples ; B = binaires ; T = triples ; Q = quadruples

^d fb extrapolée par une étude de complétude ou estimation plus générale

^e après élimination des étoiles de Herbig (voir le paragraphe I.5) présentes dans leur échantillon

^f quelques objets observés étaient des étoiles de Herbig (voir le paragraphe I.5)

Il n'apparaît pas y avoir de différence du nombre de binaires entre les « weak-line » T Tauri (WTTS) et les T Tauri classiques (CTTS) : GHEZ *et al.* (1993) trouvent qu'il y a plus de binaires serrées parmi les WTTS que parmi les CTTS : ces auteurs expliquent qu'un compagnon proche raccourcit le temps d'accrétion et qu'ainsi il y a plus de WTTS dans les binaires serrées. Cependant, SIMON *et al.* (1995) ou BRANDNER *et al.* (1996) ne confirment pas cet effet, mais soulignent qu'un plus large échantillon de binaires WTTS et CTTS est nécessaire dans un cas comme dans l'autre.

L'étude des binaires T Tauri permettra de contraindre les modèles de formation de disques : auparavant, les modèles de disques développés ne s'appliquaient qu'aux

étoiles simples, avant que ces mêmes étoiles simples ne soient révélées être des systèmes doubles (exemple : DF Tau, BERTOUT *et al.* 1988; SIMON & GUILLOTEAU 1992). Sur le fond, les modèles de disques sont aussi bien applicables aux étoiles simples qu'aux doubles, mais sur la forme, la géométrie particulière des orbites des étoiles doubles, dont la séparation est un important facteur, demande une étude plus fine tant observationnelle que théorique.

Concernant la distribution en excentricité, comme pour les binaires de la Séquence Principale, il est trouvé que plus la période orbitale d'un système T Tauri est petite, plus l'orbite est circulaire (MATHIEU 1994). En outre, la période de coupure de circularisation, correspondant au système circulaire avec la plus grande période orbitale P , est plus petite pour les binaires T Tauri que pour les étoiles plus âgées. Cette importante constatation, quoique demandant à être confirmée par l'étude de toujours plus d'échantillons de binaires, reste en accord avec l'idée de forces de marée qui circularisent l'orbite au cours de l'évolution du système binaire (ZAHN 1992; MATHIEU 1994).

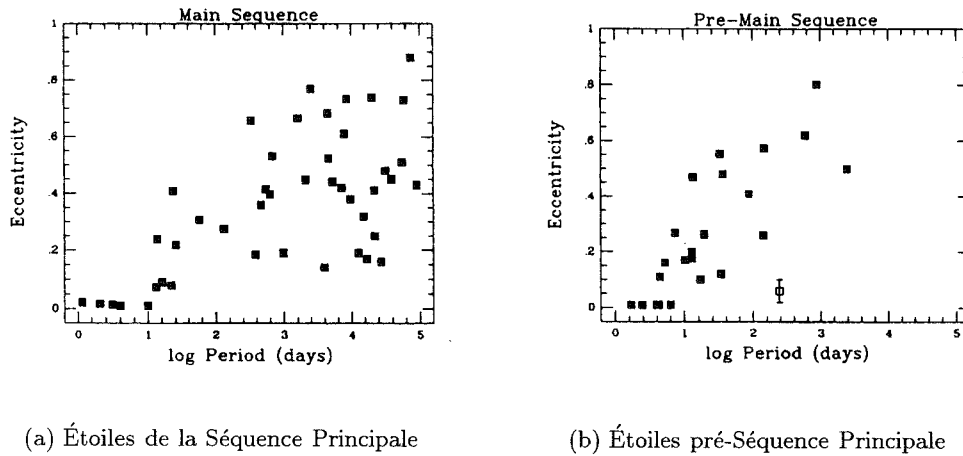


Figure I.8 – L'excentricité orbitale en fonction du logarithme de la période (en jour), d'après MATHIEU (1994)

La comparaison entre le nombre de binaires jeunes et adultes

Afin de comparer le nombre de binaires jeunes de type solaire avec celui de la Séquence Principale, il est nécessaire d'évaluer la fréquence de binaires dans les mêmes domaines de séparation : il faut donc pour cela tenter d'harmoniser les résultats obtenus avec une grande diversité de techniques et d'instruments.

Une telle analyse a été réalisée par MATHIEU (1994) et est montrée sur la figure I.9. Un excès du nombre de binaires jeunes par rapport au nombre de binaires de la

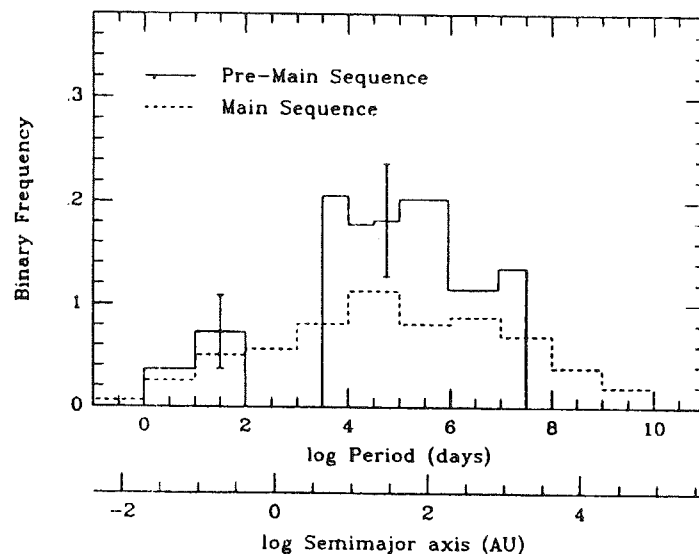


Figure 1.9 – La fréquence de binaires (en ordonnée) en fonction de la période ($\log P$ en abscisse) pour les étoiles de la Séquence Principale et les étoiles plus jeunes de type solaire (d'après MATHIEU 1994). Un excès de binaires jeunes semble présent

Séquence Principale est présent, quel que soit le domaine de séparation, mais une discussion sur la validité d'un tel comportement est toutefois nécessaire :

- limite de la comparaison : les étoiles T Tauri sont les précurseurs des étoiles de type F à M de la Séquence Principale et la comparaison doit se restreindre à ce domaine de masse ($M < 1,5 M_{\odot}$).

Aussi, la comparaison de la fréquence de binaires pour les étoiles de la Séquence Principale et celles de la pré-Séquence Principale peut être biaisée par le fait, outre que les techniques ne soient pas toujours identiques (nous avons vu que la spectroscopie avait beaucoup été utilisée pour étudier les étoiles adultes), que le domaine en longueurs d'onde couvert par les observations n'est pas le même : pour les étoiles jeunes, les recherches de binaires ont principalement été conduites dans l'infrarouge, alors que les binaires adultes ont surtout été observées dans le visible.

Néanmoins, différents facteurs antagonistes peuvent équilibrer la situation : par exemple, si le compagnon des étoiles jeunes est plus facilement détectable en infrarouge, la présence d'un éventuel disque peut rendre sa détection plus délicate. Seul l'établissement de la fonction de luminosité pour les étoiles binaires pré-Séquence Principale pourra permettre de valider les comparaisons entre les deux fréquences de binaires fb_{SP} et fb_{TTauri} .

- l'excès de binaires T Tauri dans les régions Taurus-Auriga, Scorpius-Ophiuchus

est observé de façon significative à 2 ou 3σ (GHEZ *et al.* 1993; LEINERT *et al.* 1993); pour les autres régions de formation stellaire, l'excès est possible (REIPURTH & ZINNECKER 1993); pour rejoindre la fréquence de binaires observée à l'âge adulte des étoiles, deux explications en particulier peuvent être avancées (GHEZ *et al.* 1997a):

1. un processus d'évolution normal des systèmes multiples (GHEZ *et al.* 1993), rendus instables et détruits par des phénomènes dynamiques, diminue peu à peu la fréquence de binarité pour les étoiles jeunes et la fait correspondre ainsi à celle des étoiles de la Séquence Principale observée actuellement;
2. l'autre explication est un effet d'environnement (BOUVIER *et al.* 1997): les étoiles jeunes observées dans les associations T Tauri ne sont pas les précurseurs des étoiles adultes du champ: ces dernières seraient issues de régions moins efficaces pour former des étoiles multiples, peut-être à cause de températures variables à l'intérieur du nuage (DURISEN & STERZIK 1994).

Il semble aujourd'hui que des régions de faible densité⁸ comme les associations T Tauri favorisent la formation de binaires, alors que des régions plus denses⁹ d'étoiles jeunes rencontrées dans des amas ou des associations OB ont au contraire une fréquence de binaires plus petite (du fait de processus de formation de binaires différents et des influences dynamiques plus fortes dans un milieu dense en étoiles). PROSSER *et al.* (1994) ont observé l'amas du Trapèze d'Orion et ont découvert une fréquence de binaires identique à celle de la Séquence Principale pour des séparations comprises entre 26 et 440 UA. La conclusion qui en découle est que les étoiles du champ proviennent de tels milieux denses, et que la surabondance actuellement apparente des étoiles jeunes n'est plus un problème puisque l'on ne compare pas des objets issus d'un milieu comparable.

Cette dernière explication, si séduisante soit-elle, est remise en cause par PADGETT *et al.* (1997): ces auteurs ont détecté une fréquence de binarité pour des amas d'Orion identique à celle de régions d'association T Tauri (autres que celle du Taureau). Ils concluent qu'aucune évidence à l'heure actuelle ne permet de dire si la densité locale influe sur la fréquence de binarité initiale... En fait, BRANDNER *et al.* (1996) concluent que seule la région du Taureau présente une surabondance de binaires: les autres régions de formation stellaire, associations T ou OB, ont une fréquence de binaires ($fb_{\text{T Tauri}} = 14,0 \pm 1,8\%$) comparable à celle des étoiles de faible masse de la Séquence Principale ($fb_{\text{SP}} = 13,5 \pm 3,0\%$) pour des systèmes

8. distance D entre deux étoiles du Taureau de l'ordre de 0,03 pc

9. $0,003 < D < 0,05$ pc

avec des séparations comprises entre 120 et 1 800 UA.

Une chose est certaine : il faut encore persévérer dans l'observation des étoiles binaires jeunes avant de pouvoir atteindre un consensus sur ces questions...

Les observations des binaires Ae/Be de Herbig

La classe des étoiles jeunes, dont une partie est représentée par les étoiles de type T Tauri (ayant une masse inférieure à $1,5 M_{\odot}$), est complétée avec les étoiles jeunes de masse intermédiaire. Les caractéristiques de ces étoiles sont discutées en détail dans le paragraphe I.5. Le tableau I.4 réunit les quelques recherches systématiques de binaires qui ont été conduites pour ces objets.

Tableau I.4 – Ce tableau présente la fréquence de binarité parmi les étoiles Ae/Be de Herbig

références	observ. ^a	résolution ^b angulaire	biais	nombre ^c de S : B : T : Q	fb	fb ^d estim.
LI <i>et al.</i> (1994)	ima. IR	1,5–10''		7 : 9 ^e	56 %	
PIRZKAL <i>et al.</i> (1997)	ima. IR	0,4–15''	$m_K < 9$	30 : 7 : 2	23 %	85 %
LEINERT <i>et al.</i> (1997b)	spek. IR	0,1–15''	$m_V - m_L \leq 4$	15 : 11 ^{f,4}	42 %	

^a spek. IR = interférométrie des tavelures ; ima. IR = imagerie infrarouge

^b ou limite sur la séparation ρ ou la période P du système

^c S = nombre d'étoiles observées comme simples ; B = binaires ; T = triples ; Q = quadruples

^d fb extrapolée par une étude de complétude ou estimation plus générale

^e le but principal de leurs observations était d'étudier la contribution de la matière circumstellaire et/ou d'un compagnon à l'excès IR de certaines sources et non une recherche systématique de binaires parmi les étoiles de Herbig

BERNACCA *et al.* (1993) rapportent la découverte d'une nouvelle binaire de Herbig parmi les cinq étoiles qu'ils ont observées avec les détecteurs FGS du télescope spatial HUBBLE.

Sur la base de ces peu nombreuses recherches qui ont concerné des échantillons plutôt restreints, aucune conclusion certaine quant à la fréquence de binaires parmi les étoiles jeunes de masse intermédiaire ne peut être proposée. LEINERT *et al.* (1993) annoncent que cette fréquence est comparable à celle des binaires T Tauri du Taureau, en d'autres termes qu'un excès d'un facteur 2 (à 1 ou 2 σ près) est détecté. Cette thèse a pour but de compléter l'étude de la binarité des étoiles Ae/Be de Herbig.

I.5 Une étude de la binarité des étoiles Ae/Be de Herbig

I.5.1 Définition des étoiles de Herbig

George HERBIG fut le premier en 1960 à vouloir chercher les contreparties plus massives des étoiles jeunes T Tauri. Son approche était simple : puisque les T Tauri ayant

une masse jusqu'à $1.5 M_{\odot}$, sont les génitrices des étoiles de type plus tardif que F0 de la Séquence Principale, des *étoiles jeunes de masse intermédiaire entre $1.5 M_{\odot}$ et $15 M_{\odot}$* doivent exister pour engendrer la population des étoiles de type A et B sur la Séquence Principale. Une des difficultés pour les identifier est que ces étoiles, du fait de leur masse relativement importante, évoluent plus vite que les T Tauri, mettant de 10^5 à 10^7 ans pour arriver sur la ZAMS (Zero Age Main Sequence).

Pour être certain de leur jeunesse, différents critères de sélection doivent être remplis par les étoiles candidates à cette classe :

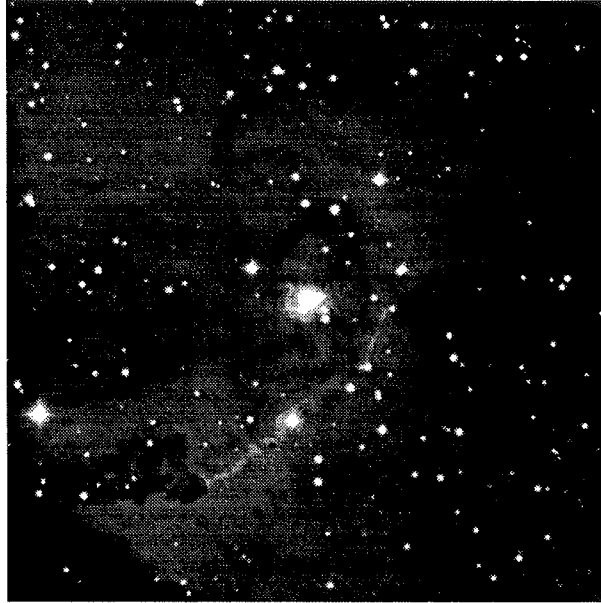
1. *être située dans une région obscurcie* : trois bonnes raisons permettent de justifier ce critère : i) il permet de rejeter les étoiles enveloppées d'une nébuleuse produite par l'éjection de matière comme pour les nébuleuses planétaires, les étoiles Wolf-Rayet, les étoiles bleues variables (LBV),... ii) si l'étoile reste encore associée au nuage sombre qui l'a vu naître, cela est une preuve de sa jeunesse (CATALA 1989) ; iii) dans ces régions obscurcies et de nuages moléculaires, des étoiles pré-Séquence Principale de type T Tauri sont souvent présentes, ce qui est un autre témoignage de jeunesse ;
2. *illuminer une nébuleuse par réflexion* pour s'affranchir de l'effet de projection sur le ciel de l'étoile devant une région sombre plus lointaine, et s'assurer ainsi que l'étoile est bien physiquement associée à la région sombre (nuage moléculaire) ; ce critère permet également de ne pas confondre les étoiles jeunes considérées avec les étoiles Be dont la nébulosité est rarement observée ;
3. *avoir des raies en émission* : par simple analogie avec les étoiles T Tauri, cela est considéré comme un critère de jeunesse. Les mécanismes qui expliquent l'émission dans certaines raies spectrales requièrent la présence de vents stellaires souvent violents, de phénomènes d'accrétion de matière, autant de signes d'activité attendus chez une étoile jeune.

Avec la contrainte sur leur type spectral, les objets ayant ces caractéristiques ont été nommés *les étoiles Ae/Be de Herbig*¹⁰, en hommage à leur découvreur. La figure I.10 présente le cas d'une étoile Ae/Be de Herbig typique.

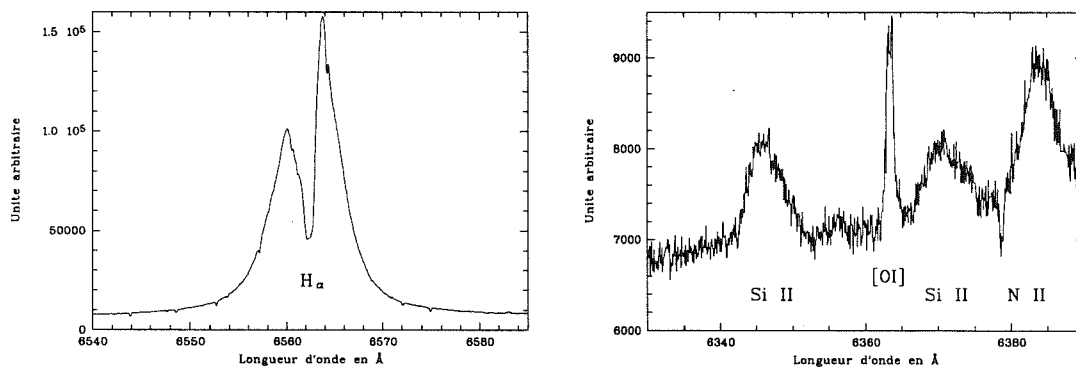
I.5.2 La liste des étoiles Ae/Be de Herbig

Le travail original de HERBIG (1960) lui a permis d'établir une liste de 26 objets. Près de vingt cinq années se sont ensuite écoulées avant de voir augmenter cette compilation

10. à ne pas confondre avec les objets de Herbig-Haro, zones denses de choc découvertes par G. Herbig et G. Haro



(a) Image visible issue du *Digitized Sky Surveys*: BD+40 4124 est située au centre, entourée d'une nébuleuse par réflexion ; autour, sont visibles des nuages sombres. La taille de l'image est $15' \times 15'$, le temps de pose est de 45 min



(b) Exemple de raies en émission. Spectres ÉLODIE, temps de pose de 90 min

Figure I.10 – BD+40 4124 (V1685 Cyg, $m_V = 11,5$): une étoile de Herbig typique

à 57 objets, par FINKENZELLER & MUNDT (1984). Ce long délai s'explique par le fait que les astronomes étaient à l'époque plus intéressés par l'évolution des étoiles de type solaire (T Tauri) et ceci pour deux raisons principales :

1. la compréhension de la formation du Soleil (ex-T Tauri), et par la même, de celle de la formation des planètes de notre système solaire, requiert nécessairement une étude approfondie des étoiles de masses solaires jeunes, les T Tauri ;

2. comme les étoiles massives évoluent et meurent rapidement, celles-ci sont toujours jeunes par rapport à l'âge de la Galaxie : les étoiles de masse solaire, qui elles évoluent beaucoup plus lentement, sont présentes non seulement dans des régions où la formation stellaire a toujours lieu, mais également dans de vieux amas. Ces étoiles de type solaire sont donc des indicateurs privilégiés de la composition chimique de la Galaxie aussi bien à différentes époques qu'à différents lieux.

Les avancées dans la compréhension des étoiles T Tauri et l'avènement des techniques infrarouges dans les années 1970–80 a permis de s'intéresser de plus près aux étoiles de Herbig : leur excès infrarouge peut être expliqué par la présence de matière autour de la jeune étoile, ce qui a motivé une étude plus poussée de ces objets. Plus récemment, les recherches effectuées par THÉ *et al.* (1994) ont encore élargi le nombre d'étoiles Ae/Be de Herbig à 287. À l'heure actuelle leur nombre augmente toujours, en particulier en observant des amas d'étoiles jeunes (dans NGC 6611 par exemple, de WINTER *et al.* 1997).

Les critères définis au paragraphe I.5.1 restent toujours valables (voir aussi BASTIAN *et al.* 1983) avec quelques autres traits caractéristiques (variabilité photométrique ou polarimétrique,...) qui sont présentés par THÉ *et al.* (1994). Ainsi, il existe des étoiles de Herbig *isolées*, c'est à dire hors de régions nébuleuses (GRININ *et al.* 1991) ; les étoiles Ae/Be de Herbig possèdent toujours un excès infrarouge important qui signe la présence de matière circumstellaire (et/ou celle d'un possible compagnon !). Les propriétés de ces étoiles ont été résumées dans les articles de CATALA (1989) et PALLA (1991). L'origine de l'activité d'une étoile de Herbig est commentée dans la thèse de BÖHM (1993), dont nous emprunterons le symbole « HAeBe » pour désigner, dans la suite de ce manuscrit, les étoiles Ae/Be de Herbig.

I.5.3 La binarité parmi les étoiles Ae/Be de Herbig

À l'époque de l'écriture de l'article de revue de MATHIEU (1994) sur la binarité des étoiles pré-Séquence Principale, aucune des recherches systématiques de binaires (présentées dans le tableau I.4) parmi les étoiles HAeBe n'avaient encore été menées à bien : MATHIEU ne s'était donc intéressé qu'aux étoiles de type T Tauri, comme il le mentionne justement : « (...), *the sample will include binaries having spectral types later than A. This restriction intentionally excludes the Herbig Ae/Be stars – a population ripe for significant study but not yet for review.* »

Comme nous l'avons vu au paragraphe I.3.3, l'étude de la binarité des étoiles Ae/Be de Herbig est à peine ébauchée. Le nombre relativement élevé d'objets de ce type permet d'envisager des analyses statistiques sérieuses, et ce seulement depuis quelques années. D'où un gain d'intérêt pour l'observation systématique de binaires parmi les étoiles de Herbig. D'autres faits, outre ceux mentionnés au paragraphe I.1, attisent l'intérêt

d'étudier les binaires parmi les étoiles de Herbig :

- les jeunes étoiles Ae/Be étant plus massives que les T Tauri, doit-on s'attendre à trouver des compagnons avec un rapport de masse très grand, la matière originelle ayant été quasiment toute accrétée pour former l'étoile centrale? Autrement dit, la fréquence de la binarité des étoiles de Herbig est-elle inférieure à celle des étoiles T Tauri?

Inversement, le fait que les étoiles de Herbig soient assez massives, les compagnons peuvent avoir un domaine de type spectral beaucoup plus large (B à M) pourvu qu'il reste suffisamment de matière. Ainsi, existe-t-il, comme il est possible pour les étoiles de la Séquence Principale, une diminution de la fréquence de binaires vers les types spectraux plus élevés A ou B pour l'ensemble des étoiles jeunes¹¹?

- il sera intéressant de regarder si les compagnons des étoiles HAeBe, très probablement encore au stade T Tauri, sont plutôt de type WTTS ou CTTS, au moins pour les binaires serrées, afin d'étudier la relation disque-binarité;
- la distribution d'énergie spectrale, sur laquelle est basée la plupart des modèles d'environnement circumstellaire pour les HAeBe (HILLENBRAND *et al.* 1992) est très certainement contaminée par la présence d'un compagnon, qu'il soit lié ou non. Il faut donc être très prudent avant de modéliser des disques et regarder de plus près, avec le maximum de techniques visuelles et spectroscopiques, comment est constituée l'étoile considérée avant de tirer des conclusions basées seulement sur le flux total recueilli;
- une question ouverte concerne la géométrie de la matière poussiéreuse dans les étoiles Ae/Be de Herbig. Deux modèles, disque (HILLENBRAND *et al.* 1992) ou enveloppe (HARTMANN *et al.* 1993) existent. Dans le cas d'une binaire, on peut s'attendre, assez intuitivement, à trouver plutôt des disques. Et si disques il y a, sont-ils plus massifs que ceux autour des étoiles T Tauri (masse typique de disque de l'ordre de $10^{-2} M_{\odot}$) car la quantité de matière mis en jeu dans une étoile de Herbig est beaucoup plus grande (environ 5 à 10 fois la masse d'une étoile T Tauri)?

I.5.4 Le plan de l'étude

L'introduction générale que compose ce premier chapitre a permis de souligner les enjeux qu'il y a dans l'étude des étoiles binaires. Le travail de thèse que j'ai réalisé a consisté à mener une recherche systématique de binaires parmi les étoiles Ae/Be de Herbig et à s'intéresser à l'unique système multiple spectroscopique parmi les HAeBe. Le chapitre II décrit les observations des HAeBe obtenues avec l'Optique Adaptative

11. en faisant abstraction du lieu de formation qui peut être différent...

et les résultats qui en découlent pour la fréquence de binaires et la distribution de la matière poussiéreuse dans les objets doubles. La recherche systématique de binaires HAeBe en utilisant la spectroscopie est présentée dans le chapitre III. La synthèse des deux recherches systématiques et les conclusions que l'on peut en tirer sont présentées au chapitre IV. Une étude détaillée du système triple HAeBe, l'étoile TY Coronæ Australis, est l'objet du chapitre V. Le chapitre VI résume les différents résultats obtenus lors de cette thèse et expose les principales perspectives de recherche dans le domaine des binaires HAeBe et des systèmes multiples en général.

*We are the stars which sing
We sing with our light;
We are the birds of fire,
We fly over the sky.
Our light is a voice ;
We make a road for the spirit to pass over.*

*Dead Can Dance
Song of the stars – Spiritchaser*

Chapitre II

Les compagnons visuels des HAeBe

Sommaire

II.1 Les observations	39
II.2 La fréquence de binarité	47
II.3 L'analyse photométrique et le type spectral des composantes . .	56
II.4 L'environnement des binaires HAeBe	70

II.1 Les observations

II.1.1 L'échantillon considéré

Lors de notre recherche systématique, nous avons sélectionné nos étoiles à partir des tables 1 et 2 (T1, T2)¹ de THÉ *et al.* (1994) dans lesquelles est rassemblée une grande partie des étoiles HAeBe ou potentiellement HAeBe. Aucun critère de sélection (émission X, excès infrarouge, variabilité photométrique,...), autre qu'une magnitude suffisante n'a été considéré. La limite pour nos observations avec l'Optique Adaptative se situe vers une magnitude $m_V < 14-15$.

Notre échantillon est composé de 68 étoiles : pour toutes ces étoiles, nous avons obtenu des images dans la bande K, et à d'autres longueurs d'onde si l'étoile s'avérait être double. Aucune déconvolution n'a été appliquée aux images, une motivation de notre recherche étant d'obtenir le maximum d'informations photométriques sur les systèmes : des étoiles binaires résolues seulement après déconvolution ne sont pas de bonnes candidates pour effectuer une étude photométrique soignée des deux composantes.

La figure II.1 présente une comparaison entre notre échantillon et les étoiles observées par LEINERT *et al.* (1997b) et PIRZKAL *et al.* (1997). Le nombre d'étoiles observées par rapport aux précédents programmes est multiplié par deux en moyenne.

1. sauf HD 158352, HD 199603, (table 5), RCW 34 (table 6) et S Smon, HD 47961

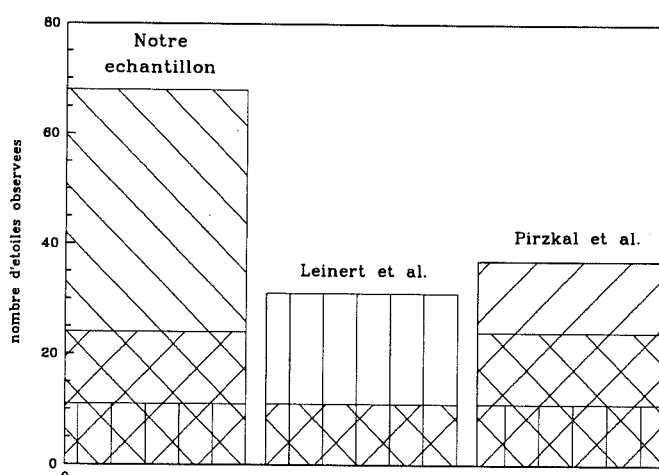


Figure II.1 – Une comparaison des différents échantillons observés lors de notre étude (première colonne, hachures inclinées à -45°), par LEINERT et al. (1997b) (colonne centrale, hachures verticales) et par PIRZKAL et al. (1997) (dernière colonne, hachures inclinées à $+45^\circ$) – toutes binaires confondues. Les étoiles communes sont superposées avec les symboles correspondant aux différents programmes.

La figure garde les mêmes proportions si l'on ne sélectionne que les étoiles de la table T1 de THÉ et al. (1994)

II.1.2 Les instruments utilisés

Les observations au sol sont limitées par les déformations optiques apportées par le télescope et l'atmosphère. Le principe du système d'Optique Adaptative est de corriger en temps réel le front d'onde perturbé. Un analyseur de front d'onde étudie une partie de la lumière de l'objet astronomique et envoie des commandes à des actuateurs (pistons) pour déformer un petit miroir (diamètre d'une dizaine de cm) et corriger ainsi les erreurs de phase du front d'onde.

La correction apportée par le système d'Optique Adaptative, même si elle n'est pas toujours parfaite (BEUZIT 1995), permet d'obtenir des images quasiment limitées par la diffraction du télescope. Avec un télescope de la classe des 4 m, une résolution angulaire de l'ordre de $0,1''$ est atteinte dans le proche infrarouge. Cette résolution est très adaptée pour la recherche et l'étude de binaires visuelles, notamment parmi les étoiles Ae/Be de Herbig : un système binaire situé à 500 pc (distance moyenne des principales régions de formation d'étoiles) dont les composantes sont distantes de 50 UA sera résolu.

Au cours de notre recherche systématique, réalisée avec Jérôme BOUVIER et Jean-Luc

BEUZIT dans les deux hémisphères, nous avons principalement utilisé deux instruments :

- hémisphère Sud : le système d'Optique Adaptative COME-ON + (prédécesseur d'ADONIS) décrit par BEUZIT (1995), installé sur le télescope de 3,6 m de l'ESO, durant deux missions en décembre 1993 et mars 1995 ; quelques images ont également été obtenues par F. Ménard au cours d'autres missions ou durant mon séjour de coopérant à La Silla sur certaines nuits d'ADONIS. Les mesures ont été effectuées dans le proche infrarouge (bande J, H et K) ;
- hémisphère Nord : la bonnette d'Optique Adaptative PUEO décrit par (RIGAUT *et al.* 1998) du télescope 3,6 m CFHT lors de différentes nuits d'observations conduites par Jérôme Bouvier entre avril et septembre 1996 (visible et proche infrarouge).

D'autres mesures visibles ont également été réalisées avec le tavélographe au Pic du Midi par Jean-Louis Prieur pour certains systèmes doubles.

J'ai réalisé le traitement des images (correction de l'émission du ciel et des mauvais pixels, correction par le champ plat) obtenues avec COME-ON + en utilisant le logiciel IRAF puis ÉCLIPSE². Les mesures de photométrie différentielle ont été faites avec DAOPHOT.

II.1.3 Les étoiles binaires détectées

Les images d'Optique Adaptative

Les figures II.2 à II.4 présentent quelques exemples de nos étoiles binaires.

Les mesures astrométriques et photométriques

La table II.1 rassemble les différentes mesures réalisées sur nos étoiles binaires. L'erreur sur l'angle de position (*A.P.*) est typiquement de $0,5^\circ$, celle sur la séparation de $0,05''$ et celle sur les magnitudes de 0,1–0,2.

2. ÉCLIPSE est un logiciel dédié à la réduction des images d'Optique Adaptative et j'ai participé à sa mise en œuvre lors de mon séjour de coopérant au Chili (DEVILLARD *et al.* 1997)

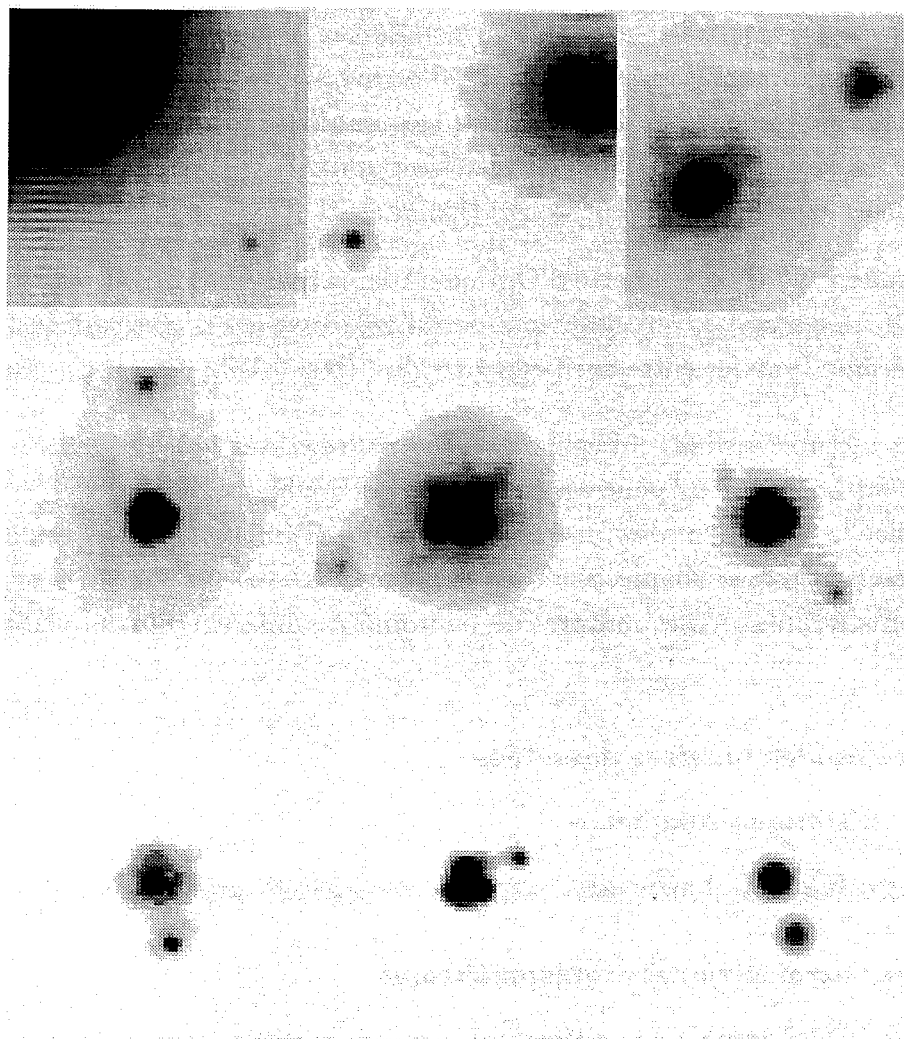


Figure II.2 – Des exemples de binaires détectées avec ADONIS. La mosaïque est composée des étoiles suivantes (la séparation observée des deux composantes est donnée entre parenthèses) :

Hen 3-692 (3,1")	S Mon (2,9")	Hen 3-225 (2,1")
Hen 3-1141 (1,5")	V856 Sco (1,5")	MWC 863 (1,1")
GU CMa (0,7")	MWC 166 (0,7")	V380 Ori (0,15")

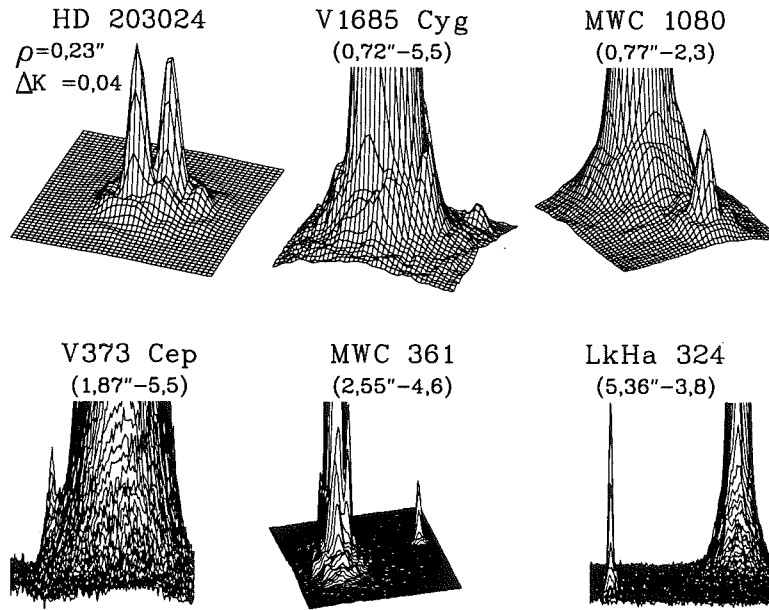


Figure II.3 – Des exemples de binaires détectées avec PUEO. Le grand pic central représente la primaire, le pic secondaire le compagnon; la séparation entre les deux composantes et la différence de magnitude en K sont données pour chacun des systèmes

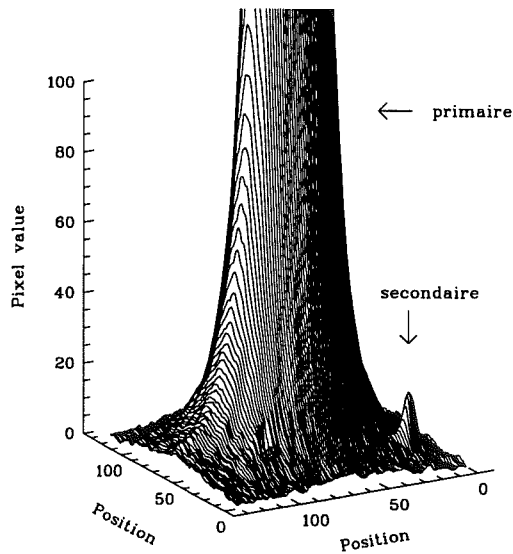


Figure II.4 – Le système binaire Hen 3-692: si la séparation est de l'ordre de $3,1''$, largement au dessus de la limite de résolution de l'Optique Adaptative, la grande différence de magnitude atteinte entre les deux composantes, $\Delta m_K = 6,5$, est remarquable (et cela sans coronographe!...)

Tableau II.1 – Les mesures d’astrométrie et de photométrie différentielle des systèmes multiples HAeBe. Lorsque plusieurs mesures sont reportées pour un même système binaire, celles indiquées avec une date en caractère gras ont été considérées pour construire les courbes d’énergie spectrale

étoile	sép. ($''$)	A. P. ($^{\circ}$)	Δm_U	Δm_B	Δm_V	Δm_R	Δm_I	Δm_J	Δm_H	Δm_K	Δm_L	Δm_M	date obs.
CO Ori	2.04	276.0						3.17	3.08	3.04			Déc.93
CO Ori						3.20							Déc.96
HK Ori AB	0.34	47.9						0.43	1.15	2.19			Déc.93
HK Ori AB	0.37	220.0			0.22	0.24							Mar.96
HK Ori AB		230.0											Oct.97
HK Ori AC	3.98	354.4						6.14	6.66	7.36			Déc.93
V380 Ori	0.14	205.0						0.11	0.94	1.36			Déc.93
V380 Ori	0.16	22.0				0.10							Mar.96
V586 Ori	0.98	29.7			3.23	2.78	2.39						Sep.96
V586 Ori	0.99	31.6						1.76	1.71	2.34			Déc.93
BF Ori	2.03	46.2			6.63	5.94	4.33						Sep.96
BF Ori	2.03	48.0						2.70	2.97	3.68			Déc.93
BF Ori							4.20 ^g	3.60 ^g					Jan.94
MWC 147	3.11	344.4			7.22	6.82	6.02						Sep.96, Jan.97
MWC 147	3.12	346.5						4.81	5.05	5.67			Déc.93
S Mon	2.91	112.8						2.62	2.29	3.46			Mar.95
GU CMa	0.65	194.4						1.10	1.27	1.41			Déc.96
GU CMa	0.66	196.2						1.20	1.20	1.50			Déc.93
GU CMa					1.30	1.40							Mar.96
MWC 166	0.64	296.9						1.64	1.40	1.77			Déc.96
MWC 166	0.65	299.2						1.70	1.73	2.30			Déc.93
MWC 166	0.65	297.3			1.43	1.61	1.7						Sep.96
MWC 166								1.80	2.14				Déc.93

TAB II.1: (suite)													
étoile	sép. (")	A. P. (°)	Δm_U	Δm_B	Δm_V	Δm_R	Δm_I	Δm_J	Δm_H	Δm_K	Δm_L	Δm_M	date obs.
MWC 166					1.12								Mar.96
NX Pup AB	0.13	62.4						0.98	0.94	1.75			Déc.93
NX Pup AC	6.98	45.3						3.13	3.23	3.95			Déc.93
Hen 3-225	2.06	302.9						1.14	1.15	1.16			Déc.96
Hen 3-225	2.07	305.0						0.85	0.90	0.95			Déc.93
Hen 3-225	2.09	303.0						1.17	1.30	1.46			Mar.95
Hen 3-225								1.36	1.49				Avr.96
Hen 3-225			1.01					1.13 ^g					Jan.94
Hen 3-225			1.15	1.00	1.15	1.20	1.20						Mai.96
RCW 34 AB	1.55	193.0							1.67	1.64			Déc.93
RCW 34 AC	2.89	165.6							3.41	3.13			Déc.93
RCW 34 AD	2.21	292.9							4.82	4.45			Déc.93
RCW 34 AE	5.26	65.9							5.46	5.23			Déc.93
RCW 34 AF	4.60	92.1							6.33	5.74			Déc.93
Hen 3-692	3.06	226.3						6.63	6.38	7.00			Déc.96
Hen 3-692	3.07	227.8						5.98	6.20	6.47			Mar.95
Hen 3-1141	1.45	4.4						2.13	2.05	2.49			Mar.95
Hen 3-1141	1.45	3.0						2.20	2.10	2.55			Mai.96
Hen 3-1141	1.46	2.6									3.62		Mai.96
Hen 3-1141					4.20	3.65	2.86						Aug.95
V856 Sco	1.45	111.2						3.03	3.02	3.41			Jui.94
V856 Sco	1.46	110.8						3.04	2.99	3.36			Déc.93
V856 Sco	1.46	109.7						2.75	2.86	3.44	4.00	4.50	Aug.96
MWC 863	1.07	224.6						2.07	2.24	2.72			Mar.95
MWC 863	1.07	223.3			3.57		2.57			2.45 [†]			Mai.96
MWC 863	1.11	223.5									3.10		Mai.96
AS 310 AB	1.31	78.3						4.92		3.69			Mai.96, Jui.96
AS 310 AC	2.22	240.5						5.53		3.42			Mai.96, Jui.96
AS 310 AD	3.74	233.4					6.30	4.79		3.70			Mai.96, Jui.96
AS 310 AE	4.34	122.0			1.13	1.10	1.07	1.10		1.06			Jui.96
AS 310 AF	4.88	0.9					6.50	5.24		2.70			Jui.96

TAB II.1: (suite)													
étoile	sép. (")	A. P. (°)	Δm_U	Δm_B	Δm_V	Δm_R	Δm_I	Δm_J	Δm_H	Δm_K	Δm_L	Δm_M	date obs.
AS 310 AG	5.00	6.1								4.65			Jui.96
Par21=HBC68	diffuse												Mai.96
V1685 Cyg	0.72	239.1								5.50 [†]			Mai.96
Par 22 AB	1.39	259.9				2.10	1.60	0.80	0.80	0.60			Jui.96, Sep.96
Par 22 AC	1.85	250.5					2.90	2.80	2.60	2.50			Sep.96
LkHA 147	1.62	341.7			6.20	5.70	4.90	3.48	3.00	3.04			Jui.96, Sep.96
V1493 Cyg AB	0.57	293.3							3.01	3.37			Jui.96
V1493 Cyg AC	4.21	85.4				7.02	6.44						Jui.96
V1493 Cyg AD	9.44	258.9			1.27	1.87	2.71						Jui.96
MWC 361	2.55	167.2			5.40	5.04	4.52		4.12 [†]	4.64 [†]			Jui.96
LkHA 324 AB	5.36	325.5				9.16	8.29			5.88			Sep.96
LkHA 324 AC	5.62	325.3				9.04	7.08	5.08	4.35	3.79			Jui.96, Sep.96
HD 203024	0.23	160.6						-0.12	0.02	0.04			Jui.96
HD 203024		340.7			-1.10	-0.85	-0.50						Sep.96
V373 Cep	1.87	96.6								5.50			Jui.96
AS 477 AB	1.31	308.7			5.48	5.50	4.77	4.31	4.48	5.01			Jui.96, Sep.96
AS 477 AC	4.67	40.0			4.47	3.97	3.49	3.40	3.73	4.48			Jui.96, Sep.96
AS 477 AD	5.82	205.7			7.37	6.54	5.59	4.96	4.80	5.21			Jui.96, Sep.96
AS 477 AE	6.01	199.9			7.82	6.90	5.68						Sep.96
SV Cep	1.09	311.6						5.20	5.20	5.50			Jui.96, Sep.96
IL Cep	7.71	328.6								0.12			Jui.96
MWC 1080	0.77	268.2			2.34	2.44	2.61		2.84 [†]	2.28 [†]			Jui.96, Sep.96

‡: filtres Gunn; †: filtres [Fe II], H₂

II.1.4 Les étoiles non détectées comme binaires

La table II.2 rassemble tous les objets observés comme des étoiles simples lors de notre recherche systématique.

Tableau II.2 – *Les étoiles non détectées comme binaires lors de nos observations*

étoile	type spectral	date obs.
UX Ori	A3e	Déc.93
HD 35929	A5	Mar.95
HD 245185	A5	Déc.93
T Ori	A3V	Jan.94
KMS 27	A0	Mar.95
ome Ori	B3IIIe	Mar.95
MWC 120	A0	Déc.93
MWC 789	A0	Déc.93
LkHA 215	B7.5e	Déc.93
HD 47961	B2V	Mar.95
Hen 3-331	B5Vne	Mar.95
HD 94509	A0Ib	Mar.95
Hen 3-554	A1-2III	Mar.95
Hen 3-597	A0pshe	Déc.93
Hen 3-644	B9Ve	Mar.95
Hen 3-672	B9Vne	Mar.95
Hen 3-741	A:pe	Mar.95
HD 132947	A0	Mar.95
HD 135344	A0V	Mar.95
HD 141569	B9	Mar.95
HD 142666	A8V	Mar.95
HD 158352	A8V	Mai.96
MWC 275	A1V	Mar.95
MWC 297	Be	Mai.96
VV Ser	A2e	Mai.96
MWC 300	Bpe	Mai.96
R CrA	A5IIeva	Jui.96
MWC 614	B9	Mar.95
WW Vul	A3	Mai.96
V1295 Aql	Ape	Mar.95
V1686 Cyg		Mai.96
AS 442	B8e	Mai.96
LkHA 134	B2	Mai.96
HD 199603	A9V	Mai.96
V361 Cep	B2nne	Jui.96
BH Cep	F5IV	Jui.96
V375 Lac	A7	Jui.96
BHJ 71	B4e	Jui.96

II.2 La fréquence de binarité

II.2.1 Les binaires nouvelles apportées par notre étude

La figure II.5 présente le nombre de binaires détectées suivant les différents programmes de recherche systématique de compagnons HAeBe.

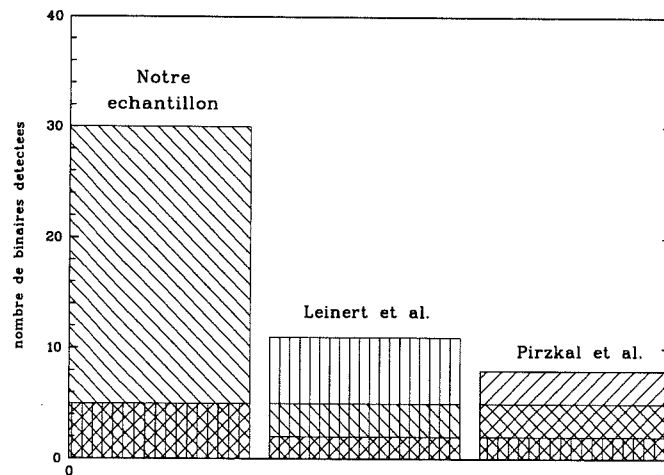


Figure II.5 – Une comparaison des différents nombres de binaires détectées lors de notre étude (première colonne, hachures inclinées à -45°), par LEINERT et al. (1997b) (colonne centrale, hachures verticales) et par PIRZKAL et al. (1997) (dernière colonne, hachures inclinées à $+45^\circ$) – toutes étoiles binaires confondues. Les binaires communes sont superposées avec les symboles correspondant aux trois programmes.

La figure garde les mêmes proportions si l'on ne sélectionne que les étoiles de la table T1 de THÉ et al. (1994)

LEINERT et al. (1997b) ont observé 24 étoiles HAeBe de la table T1, et parmi elles 11 étoiles sont communes à notre échantillon ; T Ori possède un compagnon situé à $7,7''$ détecté par HILLENBRAND (1995) et observé par LEINERT et al. mais que nous n'avons pas observé³. Inversement, le système V1685 Cyg a été manqué par LEINERT et al. (séparation de $0,7''$ mais une grande différence de magnitude en K entre les deux composantes de $\Delta m_K = 5,5$).

PIRZKAL et al. (1997) ont observé 36 étoiles HAeBe de la table T1, et parmi elles 24 sont communes à notre échantillon ; les compagnons de HD 141569⁴ sont localisés à plus de $7''$ et n'ont pas été détectés lors de nos observations. Inversement, 7 étoiles observées comme étoiles simples par PIRZKAL et al. ont en fait un compagnon : HK Ori et V373 Cep (également observé par LEINERT et al.), et MWC 166, Hen 3-1141, V1685 Cyg, V1493 Cyg et HD 203024.

Par rapport aux observations de LEINERT et al. (1997b) et PIRZKAL et al. (1997), 18

3. le champ de COME-ON+ a un rayon de $6,4''$ (si l'étoile est centrée). Ces images de T Ori avaient été obtenues au cours d'un autre programme d'étude de son environnement circumstellaire. Afin d'avoir le plus large champ possible pour la recherche des compagnons, il convient de déplacer l'étoile sur le détecteur – ce qui a été fait pour toutes les étoiles, à quelques exceptions près, dont T Ori.

4. HIPPARCOS donne une distance de 100 pc pour l'étoile ; les compagnons sont alors situés à environ 700 UA donc probablement physiquement liés avec HD 141569, sauf s'il s'agit d'étoiles associées par projection

nouvelles⁵ étoiles binaires de la table T1 ont été découvertes. 8 étoiles que nous avons observées ont plus de 2 compagnons.

II.2.2 La fréquence de binarité déterminée par notre étude

Lors de notre étude, nous avons observé 30 étoiles binaires (dont 8 multiples) pour 68 étoiles observées au total, soit une fréquence de binarité $fb = 44\%$. Si l'on se restreint aux étoiles de la table T1 de THÉ *et al.* (1994), le rapport devient 27 pour 61, soit encore $fb = 44\%$.

En sélectionnant toutes leurs étoiles observées, LEINERT *et al.* (1997b) et PIRZKAL *et al.* (1997) mesurent respectivement une fréquence de binarité $fb_{lei} = 36\%$ et $fb_{pir} = 22\%$. Avec seulement les étoiles de la table T1, les nombres deviennent 46% et 22% respectivement (comme le montre la figure II.6).

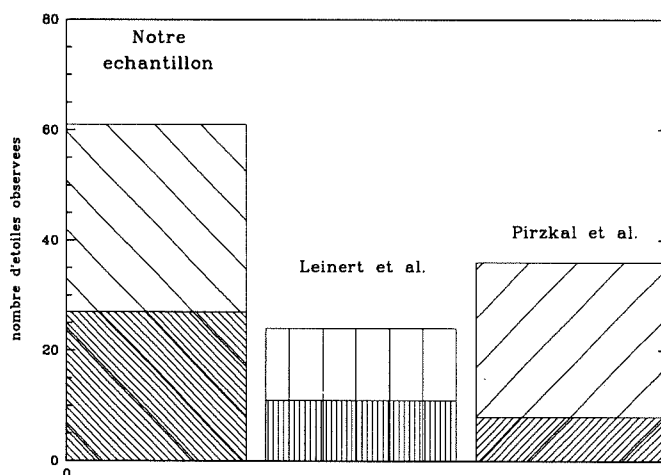


Figure II.6 – Le nombre de binaires détectées (hachures serrées) par rapport au nombre total d'étoiles observées (hachures plus larges) lors des trois programmes de LEINERT *et al.* (1997b); PIRZKAL *et al.* (1997) et le notre. Seules les étoiles appartenant à la table T1 de THÉ *et al.* (1994) sont ici considérées: les proportions sont semblables si toutes les étoiles observées sont représentées

Clairement, notre étude retrouve la même fréquence de binarité que LEINERT *et al.* (1997b). Si l'on rajoute à PIRZKAL *et al.* (1997) les 7 étoiles doubles manquées, leur fréquence de binarité devient $fb_{pir} = 42\%$ pour les étoiles T1, également comparable à notre estimation ou à celle de LEINERT *et al.*.

5. parmi elles, NX Pup (BRANDNER *et al.* 1995; SCHOELLER *et al.* 1996) est bien connue; AS 310 déjà binaire (BASTIAN & MUNDT 1979) possède en fait 4 autres compagnons également observés par AGEORGES *et al.* (1997); ces auteurs notent aussi que Par 21 est « diffuse »

II.2.3 La limite de complétude de nos observations

Lors de nos observations avec l'Optique Adaptative, nous avons pu manquer des systèmes binaires pour plusieurs raisons :

1. **si la séparation entre les deux composantes est supérieure à $7''$** : T Ori ($\rho = 7,7''$) et HD 141569 ($\rho \approx 7''$) sont deux étoiles multiples que nous avons manquées ;
2. **si la séparation entre les deux composantes est inférieure à $0,1-0,15''$** (et une assez grande différence de magnitude $\Delta m_K > 2$). Des essais de déconvolution (méthode CLEAN) sur certaines images pour chercher des compagnons plus proches de la primaire ont cependant donné des résultats négatifs ;
3. **si la différence de luminosité est grande $\Delta m_K < 6-7$** entre les deux composantes d'un système binaire pour des séparations de l'ordre de $\rho > 2''$.

Les effets des biais 2 et 3 s'ajoutent : il est d'autant plus difficile de détecter un compagnon proche qu'il est faible.

Avec le point 3, notre étude sera biaisée suivant les types spectraux de chacune des composantes : ainsi, il sera difficile de détecter un système dans lequel la primaire sera de type B (très lumineuse) et le compagnon de type M (beaucoup plus froid et faible en luminosité).

Le lien physique des compagnons avec l'étoile primaire est également un facteur d'incertitude : LEINERT *et al.* (1997b) estiment que les systèmes doubles dont la séparation projetée ρ_{pro} est inférieure à 3600 UA sont liés. La figure II.7 montre l'histogramme des séparations projetées (ρ_{pro}) des systèmes (en utilisant les distances rapportées dans la table II.4). Pour les étoiles avec différentes mesures, la moyenne des séparations a été considérée ; pour les étoiles multiples, chaque sous-système est représenté individuellement.

La distribution en distance des étoiles observées est très variée, entre 100 et 1200 pc. Les mesures de distance sont cependant sujettes à caution : les valeurs données par HIPPARCOS n'ont en général pas été considérées, car pour un système binaire, la parallaxe mesurée par le télescope spatiale peut être modifiée par le mouvement orbital des composantes, ce qui faussera l'évaluation de la distance du système⁶.

Lors de notre recherche de binaires parmi les étoiles HAeBe de Herbig, nous avons pu ainsi manquer des systèmes à cause des biais observationnels présentés ci-dessus : la fréquence de binaires déduite est une limite inférieure. Pour une meilleure détermination, il nous faudra estimer les biais à partir de simulations de Monte-Carlo qui

6. les mesures d'HIPPARCOS rassemblées par Van Den ANCKER *et al.* (1998) sont cependant en assez bon accord avec celles reportées dans la table II.4 pour une majorité des systèmes

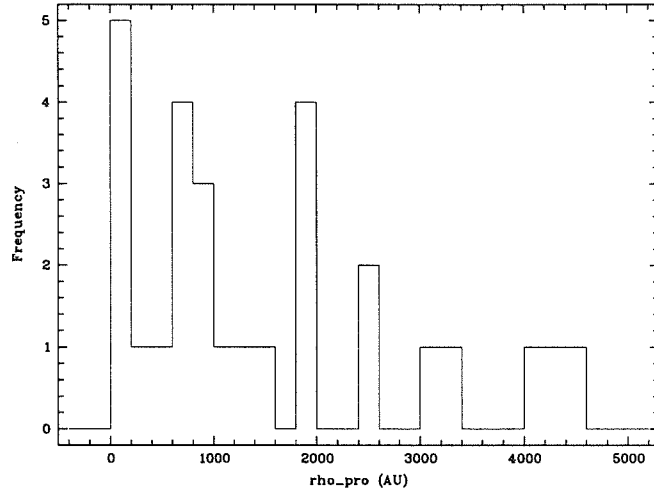


Figure II.7 – *L’histogramme des séparations projetées pour toutes les binaires observées lors de notre recherche*

prennent en compte la distribution en distance des objets, le contraste que l’on peut atteindre en fonction de la séparation des composantes et une distribution choisie du rapport de masse.

Une autre difficulté potentielle dans le dénombrement des binaires est la contamination par les étoiles du champ dans nos images. Pour estimer ce biais, nous avons utilisé le modèle de synthèse de populations stellaires de notre Galaxie développé à l’Observatoire de Besançon (ROBIN *et al.* 1996). Les différentes simulations réalisées nous montrent que la probabilité d’avoir une étoile du champ sur nos images de $10'' \times 10''$ est très faible (au plus de quelques pourcents). Les étoiles binaires découvertes lors de notre recherche systématique sont donc des systèmes doubles physiques. Cette conclusion est d’ailleurs confortée par la position relative des composantes dans le diagramme HR (voir paragraphe II.3.2).

II.2.4 L'estimation de la fréquence de binaires à partir de toutes les binaires HAeBe observées

Même si les techniques employées sont variées et les biais observationnels différents d'un programme à l'autre, réunissons toutes les informations obtenues quant au statut de la binarité des HAeBe lors de nos recherches et celles effectuées par LEINERT *et al.* (1997b) et PIRZKAL *et al.* (1997).

La table II.3 rassemble toutes les étoiles binaires ou simples observées lors de la réalisation des trois programmes. Pour chaque étoile, l'appartenance au groupe⁷ d'étoiles défini par HILLENBRAND *et al.* (1992) (voir paragraphe II.4.1), à la table du catalogue de THÉ *et al.* (1994) sont indiquées, ainsi que la détection ou non⁸ de l'émission X selon ZINNECKER & PREIBISCH (1994) et DAMIANI *et al.* (1994) (voir paragraphe II.4.2).

7. I = étoile entourée de disque ; II = étoile avec enveloppe ; III = étoile avec peu d'excès IR

8. P = détection positive, N = négative, ? = étoile non observée en X

Tableau II.3 – La réunion de notre échantillon d'étoiles observées (binaires ou non) avec ceux de LEINERT et al. (1997b) et PIRZKAL et al. (1997)

étoile	notre échantillon		LEINERT et al. (1997b)		PIRZKAL et al. (1997)		groupe de HILLENBRAND et al. (1992)	table de THÉ et al. (1994)	détéc. en X
	bin.	simple	bin.	simple	bin.	simple			
V376 Cas				*		*	II.	1	N
LkHA 198			*				II	1	N
VX Cas						*		1	?
BD+61 154				*		*	I	1	?
AFGL 4029				*					N
AFGL 490				*					?
IP Per						*		1	?
XY Per					*			1	?
Elias 1			*		*		II	1	P
LkHA 101				*				2	N
AB Aur				*		*	I	1	P
MWC 480						*		1	?
UX Ori		*				*	I	1	?
CO Ori	*							2	?
HD 35929		*						1	?
MWC 758						*		1	?
HK Ori	*		*			*	I	1	?
HD 244604						*		1	?
HD 245185		*					I	1	N
T Ori		*	*				I	1	N
CQ Tau						*		1	?
V380 Ori	*		*				I	1	P
V586 Ori	*							1	?
BF Ori	*						I	1	P
KMS 27		*						1	?
ome Ori		*					III	1	N
MWC 120		*						1	?
MWC 789		*					I	1	N
LkHA 208			*				I	1	?

TAB II.3: (suite).		LEINERT <i>et al.</i> (1997b)		PIRZKAL <i>et al.</i> (1997)		groupe de HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)		table de THÉ <i>et al.</i> (1994)		détec. en X	
étoile	notre échantillon bin. simple	bin. simple	bin. simple	bin. simple	bin. simple	bin. simple	bin. simple	bin. simple	bin. simple	bin. simple	bin. simple
LkHA 215		*						I	1		P
MWC 147	*							I	1		P
R Mon			*					II	1		?
LkHA 25			*					II	1		N
S Mon	*										?
HD 47961		*									?
GU CMa	*							III	1		N
Z CMa			*		*				1		P
MWC 166	*				*			III	1		N
NX Pup	*							I	1		?
Hen 3-225	*							III	1		?
RCW 34	*							II	6		?
Hen 3-331		*							1		?
HD 94509		*							1		?
Hen 3-554		*							1		?
Hen 3-597		*						I	1		P
Hen 3-644		*							1		?
Hen 3-672		*							1		?
Hen 3-692	*								1		?
Hen 3-741		*							1		?
IR13395-615			*								?
HD 132947		*							1		?
HD 135344		*							2		?
HD 141569		*			*				1		?
HD 142666		*							1		?
Hen 3-1141	*				*				1		?
V856 Sco	*		*					I	1		P
MWC 863	*				*			I	1		?
V921 Sco			*					I	1		?
KK Oph			*		*			I	1		?
IR17216-380			*								?
HD 158352		*							5		?
MWC 275		*			*			I	1		?
MWC 297		*			*			I	1		?
VV Ser		*			*			I	1		?

TAB II.3: (suite)									
étoile	notre échantillon		LEINERT <i>et al.</i> (1997b)		PIRZKAL <i>et al.</i> (1997)		groupe de	table de	détec.
	bin.	simple	bin.	simple	bin.	simple	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)	THÉ <i>et al.</i> (1994)	en X
MWC 300		*		*		*		1	?
AS 310	*							1	?
R CrA		*		*			II	1	N
T CrA				*			II	2	N
MWC 614		*				*		1	?
WW Vul		*				*		1	?
Par21=HBC68	*						II	1	?
V1295 Aql		*				*		1	?
G70.7+1.2				*					?
V1685 Cyg	*			*		*	I	1	N
V1686 Cyg		*				*	I	1	N
Par 22	*							1	?
PV Cep				*				1	?
AS 442		*				*		1	?
LkHA 134		*				*		1	?
LkHA 147	*							1	?
V1493 Cyg	*					*		1	?
HD 199603		*						5	?
MWC 361	*				*		I	1	P
LkHA 324	*							1	P
V361 Cyg						*			?
HD 203024	*					*		1	?
V645 Cyg				*		*		1	?
V361 Cep		*					III	1	P
V373 Cep	*		*			*	I	1	N
AS 477	*				*		I	1	P
BH Cep		*						1	?
SV Cep	*							1	?
V375 Lac		*		*			I	1	?
IL Cep	*				*			1	?
BHJ 71		*						1	?
MWC 1080	*		*		*		I	1	P

En ne considérant que les observations de LEINERT *et al.* (1997b), PIRZKAL *et al.* (1997) et les nôtres, il y a 35 binaires parmi 81 étoiles HAeBe de la table T1 de THÉ *et al.* (1994), soit une fréquence de binarité de 43 %.

Ce rapport devient 39 pour 85 en incluant les étoiles de la table 2 de THÉ *et al.*, soit $fb = 46\%$.

Avec l'ensemble des étoiles observées et des binaires détectées, dont une grande partie apportée par nos observations, une conclusion peut être présentée : *la fréquence de binarité pour les étoiles HAeBe de Herbig est d'au moins 50 %.*

II.3 L'analyse photométrique et le type spectral des composantes

Grâce à notre recherche systématique, nous avons pu multiplier par deux le nombre de binaires HAeBe connues. Surtout, ayant réalisé des images des systèmes doubles dans plusieurs bandes spectrales, nous allons pouvoir déterminer pour la première fois, dans la majorité des cas, le type spectral des compagnons des HAeBe.

II.3.1 Les données de la littérature

La table II.4 présente les informations recueillies dans la littérature qui nous sont utiles pour construire les courbes d'énergie spectrale (voir paragraphe II.3.2). Les magnitudes indiquées correspondent *au flux total du système* mesuré par photométrie sans haute résolution angulaire ; pour quelques étoiles, lorsque les nuits lors de nos observations avec l'Optique Adaptative étaient suffisamment photométriques, nous avons pu réaliser la photométrie absolue de l'ensemble du système. Les valeurs en gras dans la table II.4 sont celles retenues pour construire la courbe de distribution d'énergie spectrale : les observations quasi-simultanées ont été privilégiées pour éviter l'erreur apportée par la variabilité photométrique stellaire. Les quelques valeurs de A_V sans référence dans la littérature ont été déterminées à partir de l'allure des courbes de distribution d'énergie spectrale et du « meilleur » type spectral.

Tableau II.4 – Les données de la littérature pour les étoiles binaires

étoile	D. pc.	réf. D.	Av	réf. Av	U	B	V	R	I	J	H	K	réf.
CO Ori	460		0.3		12.27	11.62	10.56	9.55 ^J	8.76 ^J				MENDOZA (1966)
CO Ori										8.20	7.40	6.80	Déc.93
HK Ori	460	[a]	1.2	[a]	12.25	12.19	11.66	11.20 ^C	10.76 ^C	9.52	8.38	7.29	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
HK Ori										9.90	8.50	7.40	Déc.93
HK Ori										9.90	8.80	7.70	Aoû.95
V380 Ori	460	[a]	1.7	[a]	10.71	10.87	10.37	9.95 ^C	9.43 ^C	8.21	7.18	6.09	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
V380 Ori										8.10	7.10	6.10	Déc.93
V586 Ori	460		0.3		9.75	9.71	9.60	9.45 ^J	9.33 ^J				LEE (1968)
V586 Ori										9.30	8.70	7.90	Déc.93
V586 Ori							9.70						Jan.94
V586 Ori										9.30	8.80	8.00	Aoû.95
BF Ori										10.20	9.20	8.20	Déc.93
BF Ori	460	[a]	0.8	[b]	12.54	12.28	11.92	11.57 ^C	11.24 ^C	10.06	9.07	8.03	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
BF Ori							10.20		10.10 ^g				Jan.94
BF Ori										9.60	9.00	8.10	Aoû.95
MWC 147	800	[a]	1.6	[a]	8.44	8.96	8.70	8.40 ^C	8.10 ^C	7.48	6.67	5.68	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
MWC 147										7.60	6.80	5.90	Déc.93
MWC 147										7.60	6.80	5.70	Aoû.95
S Mon			0								5.28	5.34	STROM <i>et al.</i> (1972b)
S Mon					3.35	4.42	4.66	4.77 ^J	4.99 ^J	5.29		5.32	JOHNSON <i>et al.</i> (1966)
GU CMa	1150	[a]	1.0	[a]	5.9	6.68	6.62	6.53 ^C	6.43 ^C	6.37	6.29	6.14	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
GU CMa										6.50	6.30	6.20	Déc.93
MWC 166	1150	[a]	2.3	[a]	6.82	7.44	7.01	6.65 ^C	6.24 ^C	5.79	5.53	5.24	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
MWC 166										6.00	5.60	5.30	Déc.93
MWC 166										5.90	5.70	5.40	Déc.93

TAB II.4: (suite)

étoile	D. (pc)	réf. D.	Av	réf. Av	U	B	V	R	I	J	H	K	réf.
NX Pup										8.30	7.10	6.00	Déc.93
NX Pup	450	[a]	1.5	[a]	10.40	10.30	9.80	9.50 ^C	9.00 ^C				Jan.94
NX Pup C										11.80	10.80	10.30	Déc.93
NX Pup C					17.50	17.50	16.00	15.00	13.70				Jan.94
Hen 3-225	870	[a]	1.0	[a]	7.60	8.20	8.00	7.90	7.80				Mai.96(0.9D)
Hen 3-225										8.00	7.80	7.70	Déc.93
Hen 3-225					7.60								Jan.94
Hen 3-225										7.70	7.60	7.50	Mar.95
RCW 34	870	[a]	3.5	[a]	12.61	12.73	11.81			9.24	8.80	8.54	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
Hen 3-692										8.60	8.20	7.50	Mar.95
Hen 3-692			0		9.60	9.45	9.30	9.20	9.00				Mai.96(0.9D)
Hen 3-1141			0		8.60	8.50	8.20	7.90	7.75				Mai.96(0.9D)
Hen 3-1141										7.10		6.00	Mar.95
Hen 3-1141										7.10	6.60	6.00	Aoû.95
V856 Sco	160	[a]	0.8	[e]	7.30	7.10	6.79	6.56 ^C	6.34 ^C	5.83	5.18	4.38	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
V856 Sco										5.80	5.30	4.70	Déc.93
MWC 863	160	[a]	1.5	[a]	9.69	9.33	8.80	8.41	7.97	7.06	6.32	5.51	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
MWC 863										6.90	6.00	5.10	Aoû.95
MWC 863										6.80	5.90		Mar.95
MWC 863							8.70		7.90				Mai.96
AS 310	2500	[d]	3.3	[b]	13.88	13.42	12.49			10.34	10.03	9.48	BERRILLI <i>et al.</i> (1992)
AS 310							12.87	12.20	11.50	10.54		9.99	Jui.96
Par21=HBC68	400	[a]	2.2	[a]	15.98	15.17	13.93	13.12 ^C	12.31 ^C	11.02	10.26	9.90	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
V1685 Cyg	1000	[a]	3.0	[a]	11.02	11.28	10.54			7.90	6.91	5.78	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
Par 22=PP 9										13.57	12.99	11.26	Sep.96
Par 22=PP 9										13.46		11.20	Jui.96
LkHA 147			0				14.41	13.28	12.11	10.30	9.70	9.20	Jui.96

TAB II.4: (suite)													
étoile	D. (pc)	réf. D.	Av	réf. Av	U	B	V	R	I	J	H	K	réf.
LkHA 147					14.33	13.76	12.64	11.92 ^C	11.15 ^C				FERNANDEZ & EIROA (1996)
V1493 Cyg							15.11	13.73	12.27		8.71	7.64	Jui.96
MWC 361	600	[a]	2.0	[a]	7.38	7.75	7.36	6.88 ^J	6.35 ^J	6.10	5.50	4.70	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
MWC 361							7.41	6.99	6.68				Jui.96
LkHA 324			1.5							10.10	9.80	9.60	Sep.96
LkHA 324					13.10	12.95	12.27	12.15 ^C	11.82 ^C				FERNANDEZ & EIROA (1996)
LkHA 324												9.70	Jui.96
HD 203024	300	[c]	0		9.12	9.06	8.90	8.72 ^J	8.61 ^J	8.25	7.95	7.70	MIROSHNICHENKO <i>et al.</i> (1997b)
HD 203024									8.67	8.45	8.21	8.13	Jui.96
V373 Cep	1000	[a]	3.4	[a]	12.63	12.79	11.90	10.90 ^J	10.25 ^J	9.41	8.11	6.84	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
V373 Cep										9.50	8.32	6.94	Jui.96
AS 477	900	[a]	1.0	[a]			10.14	9.86	9.50	8.68	7.70	6.83	Jui.96
AS 477					10.68	10.50							BERRILLI <i>et al.</i> (1992)
SV Cep			1.5							9.31	8.59	7.89	Sep.96
SV Cep							10.71	10.45	10.04			7.64	Jui.96
IL Cep	725	[b]	3.1	[b]	9.82	10.01	9.29			7.25	6.84	6.36	BERRILLI <i>et al.</i> (1992)
MWC 1080	1000	[a]	5.3	[a]	13.34	13.08	11.68	10.55 ^J	8.92 ^J	7.40	6.00	4.70	HILLENBRAND <i>et al.</i> (1992)
MWC 1080								10.63	9.46				Jui.96

^S: Gunn; ^J: Johnson; ^C: Cousins;

pour Hen 3-1141: L=5.14, M=4.90; pour V856 Sco: L=3.11, M=2.56; pour MWC 863: L=4.37, M=3.93 ([a]);

[a] HILLENBRAND *et al.* (1992); [b] BERRILLI *et al.* (1992); [c] MIROSHNICHENKO *et al.* (1997a); [d] BROOKE *et al.* (1993); [e] THÉ *et al.* (1996)

II.3.2 Les courbes de distribution d'énergie spectrale

Afin de déterminer le type spectral de chacune des composantes des systèmes binaires, nous avons construit leur courbe de distribution d'énergie spectrale. Pour déterminer la magnitude du compagnon, nous avons procédé comme suit :

1. pour chaque longueur d'onde, la magnitude intégrée du système (donnée dans la table II.4) correspond à la magnitude $m_{\text{tot}} = -2,5 \times \log(F_I + F_{II})$ où F_I et F_{II} sont respectivement les flux à la longueur d'onde considérée pour la primaire et la secondaire ;
2. la différence de magnitude Δm que nous mesurons sur nos images est reliée avec les flux individuels par la relation $\Delta m = -2,5 \times \log(F_{II}/F_I)$

Ces deux équations nous permettent d'en déduire le flux individuel de chacune des composantes, à chaque longueur d'onde de nos images. Dans les courbes de distribution d'énergie spectrale (Figures II.8 à II.10), les symboles carrés représentent le flux total du système, les cercles pleins le flux de l'étoile primaire, les triangles le flux de l'étoile secondaire.

L'étape suivante consiste à ajuster un type d'étoile standard (d'après les couleurs en visible et proche infrarouge pour des étoiles naines de la Séquence Principale) aux distributions d'énergie des systèmes (corrigées de l'extinction) : le meilleur accord étant estimé visuellement⁹.

Les mesures U, B, V (R,I) permettent d'assez bien contraindre un type spectral (traits en pointillés sur les figures), alors que les mesures en (J) H et K peuvent être affectées d'un excès intrinsèque au système (poussières circumstellaires). L'excès infrarouge est en général bien visible suivant que la différence $m_J - m_H < 0$. Une autre contrainte est apportée par l'indice de couleur $m_U - m_B$ pour les étoiles de type B ou A.

Il faut noter que les mesures photométriques ont quelques fois été réalisées à des dates différentes. En outre, les étoiles HAeBe sont souvent variables en luminosité (THÉ *et al.* 1994; Van Den ANCKER *et al.* 1998). D'après les mesures répertoriées dans la table II.1, une différence de magnitude de l'ordre de 0,5 peut exister pour certaines étoiles (exemple HK Ori en J) : dans les courbes de distribution d'énergie spectrale, cette variation est approximativement représentée par la taille du symbole employé. Comme l'ont souligné LEINERT *et al.* (1997b), la non simultanée des observations n'a cependant que peu d'influence sur la forme générale de la courbe de distribution d'énergie spectrale.

9. le programme utilisé permettait de visualiser les modèles stellaires de O5-A7, F0-F2, F5-F8, G0, G2, G5, G8, K0, K2, K4, K5, K7, M0-M7

Le fait de considérer des étoiles de la Séquence Principale pour modéliser la distribution de flux de nos étoiles jeunes n'est pas trop contraignant non plus en première approximation : les étoiles A et B évoluant vite sont assez proches de la ZAMS, tandis que les étoiles T Tauri ont généralement des couleurs correspondant à des étoiles naines de la Séquence Principale. L'erreur typique qui peut-être faite sur la détermination des types spectraux est d'une sous-classe dans le meilleur des cas (pour les étoiles avec un A_v bien déterminé, une couverture complète de la courbe de distribution d'énergie). Pour certaines étoiles le type spectral (du compagnon surtout) est mal déterminé (objets de la figure II.10 notamment).

Les systèmes sans excès infrarouge évident

La figure II.8 présente les courbes de distribution d'énergie pour les systèmes qui ne révèlent pas d'excès infrarouge évident (excès absent ou faible).

Les systèmes avec excès infrarouge

La figure II.9 présente les courbes de distribution d'énergie pour les systèmes dont les primaires montrent un excès infrarouge important.

Les systèmes avec des mesures incomplètes

La figure II.10 présente les courbes de distribution d'énergie pour les systèmes dont les mesures sont incomplètes.

Figure II.8 – Les courbes de distribution d'énergie spectrale pour les étoiles binaires sans excès infrarouge évident

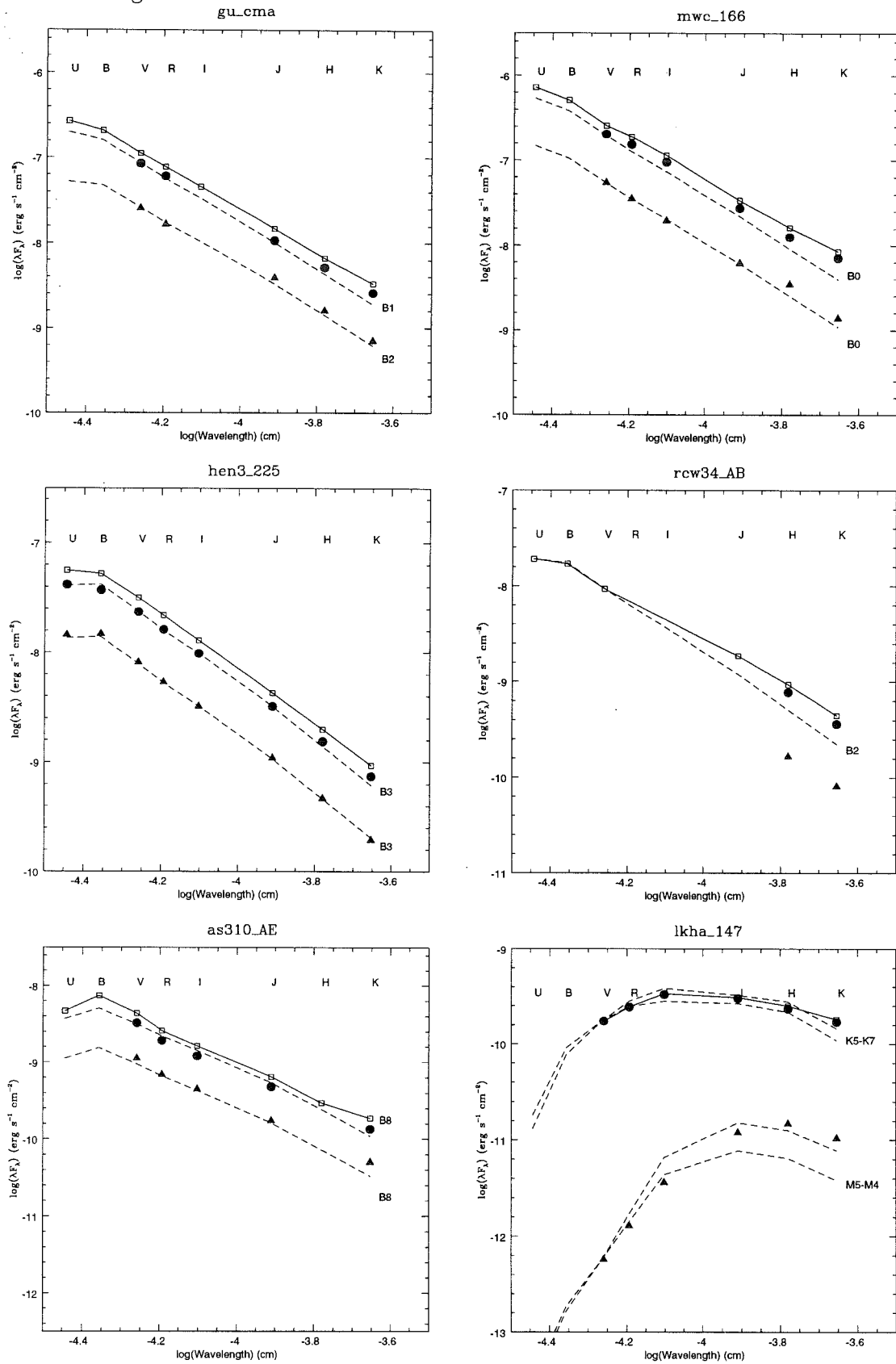


Figure II.8 - (suite)
hd203024

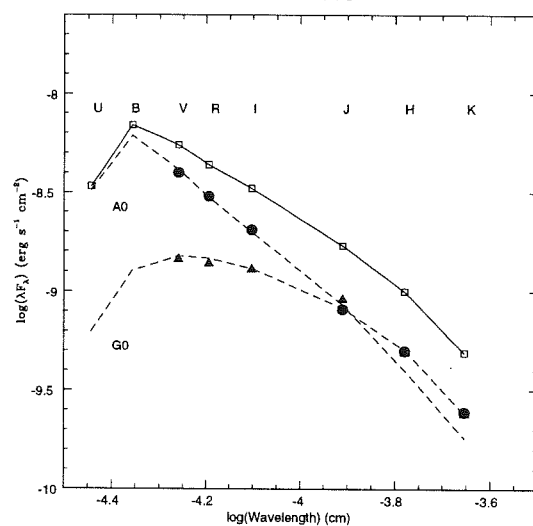


Figure II.9 – Les courbes de distribution d'énergie spectrale pour les étoiles binaires avec un excès infrarouge important pour la primaire

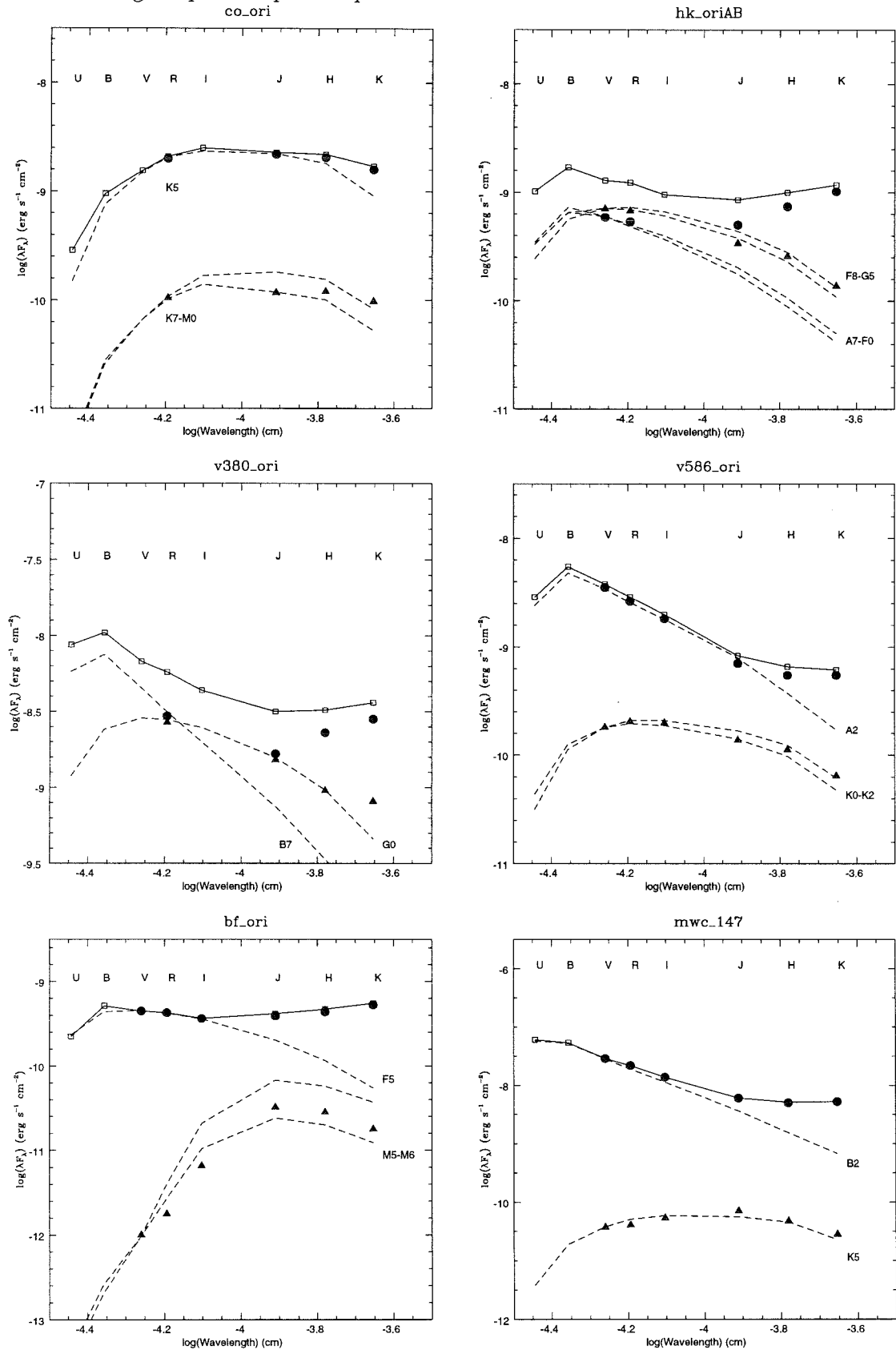


Figure II.9 – (suite)

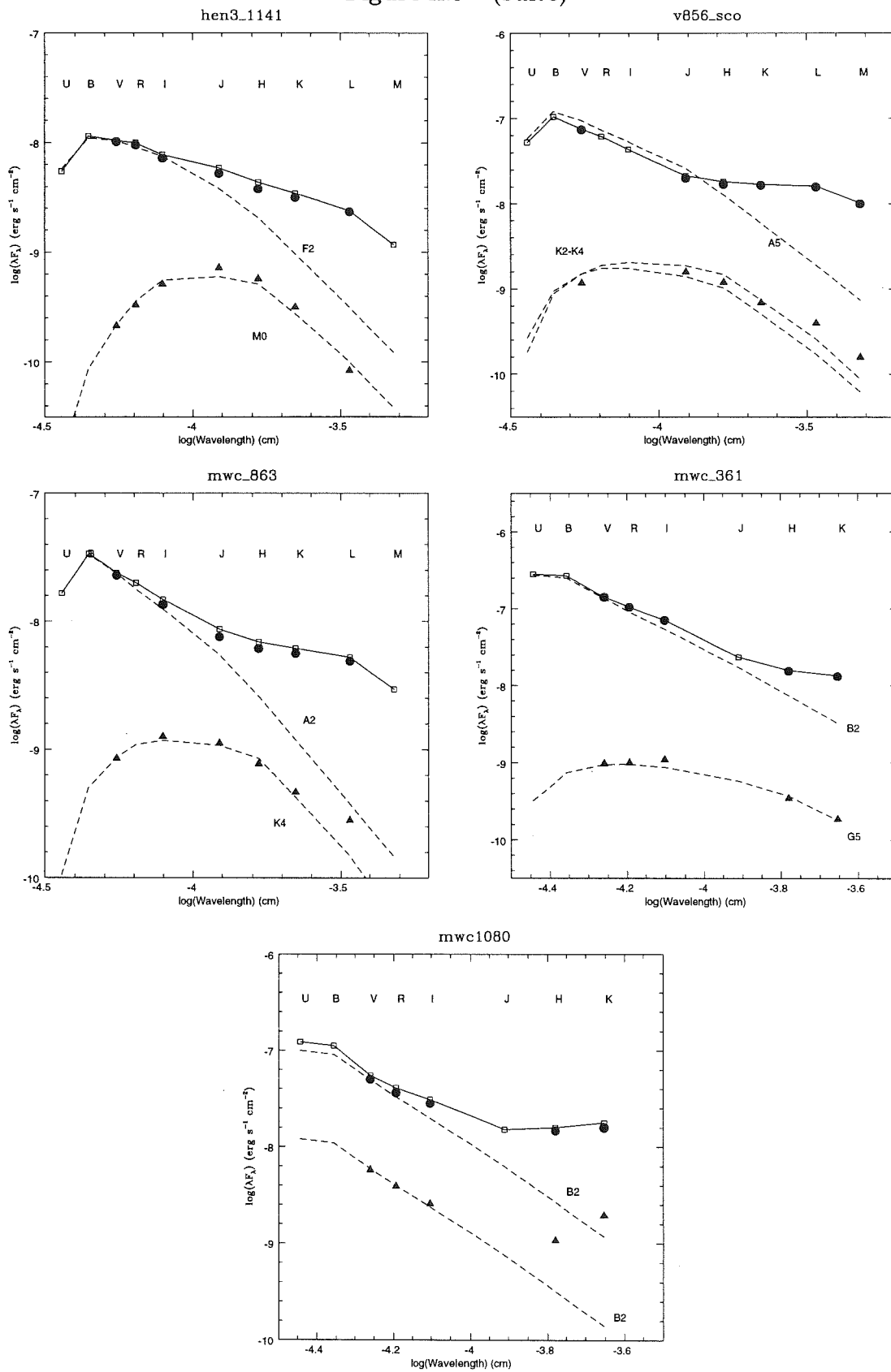


Figure II.9 – (suite)

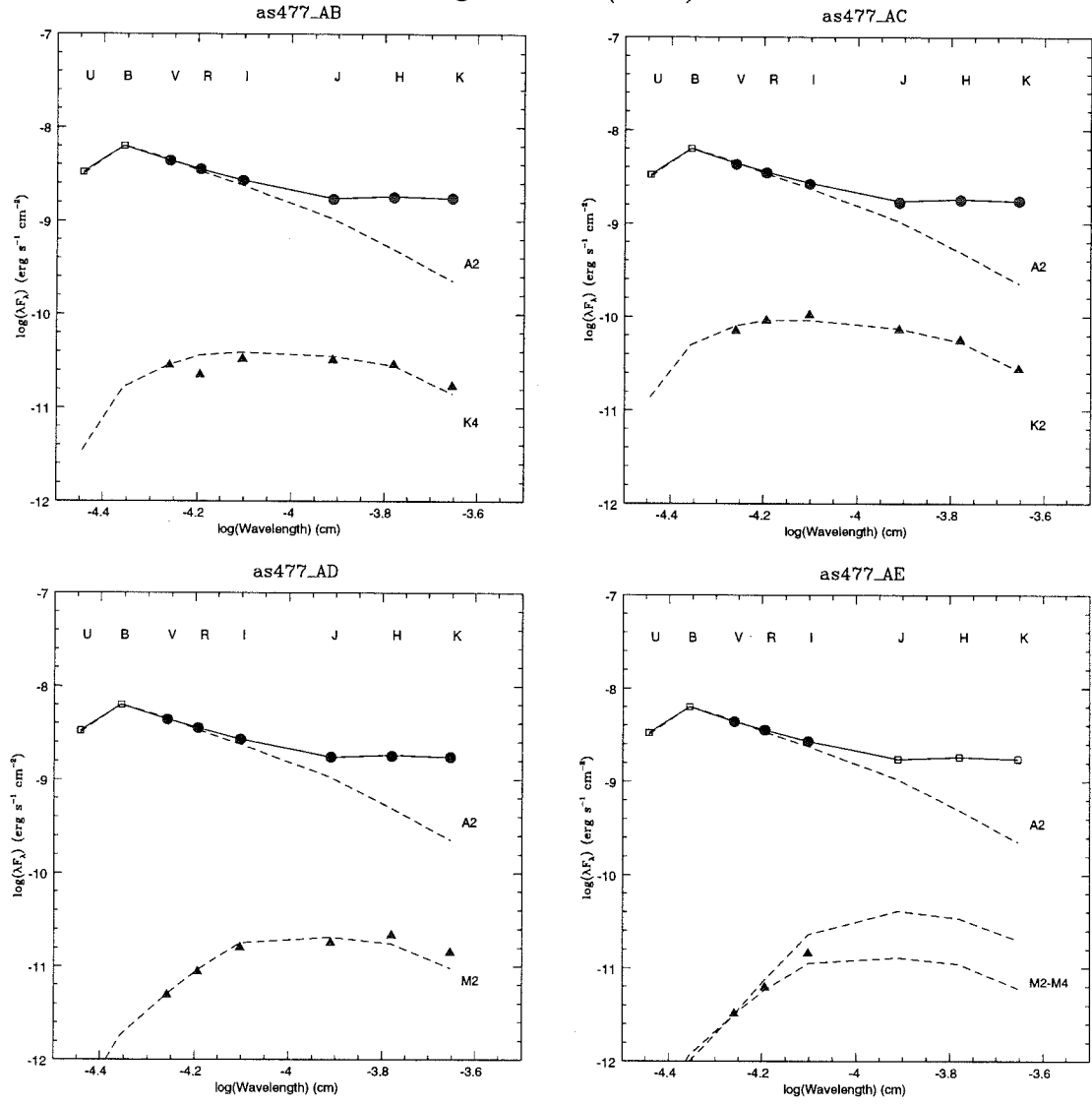


Figure II.10 – Les courbes de distribution d'énergie spectrale pour les étoiles binaires avec des mesures photométriques partielles

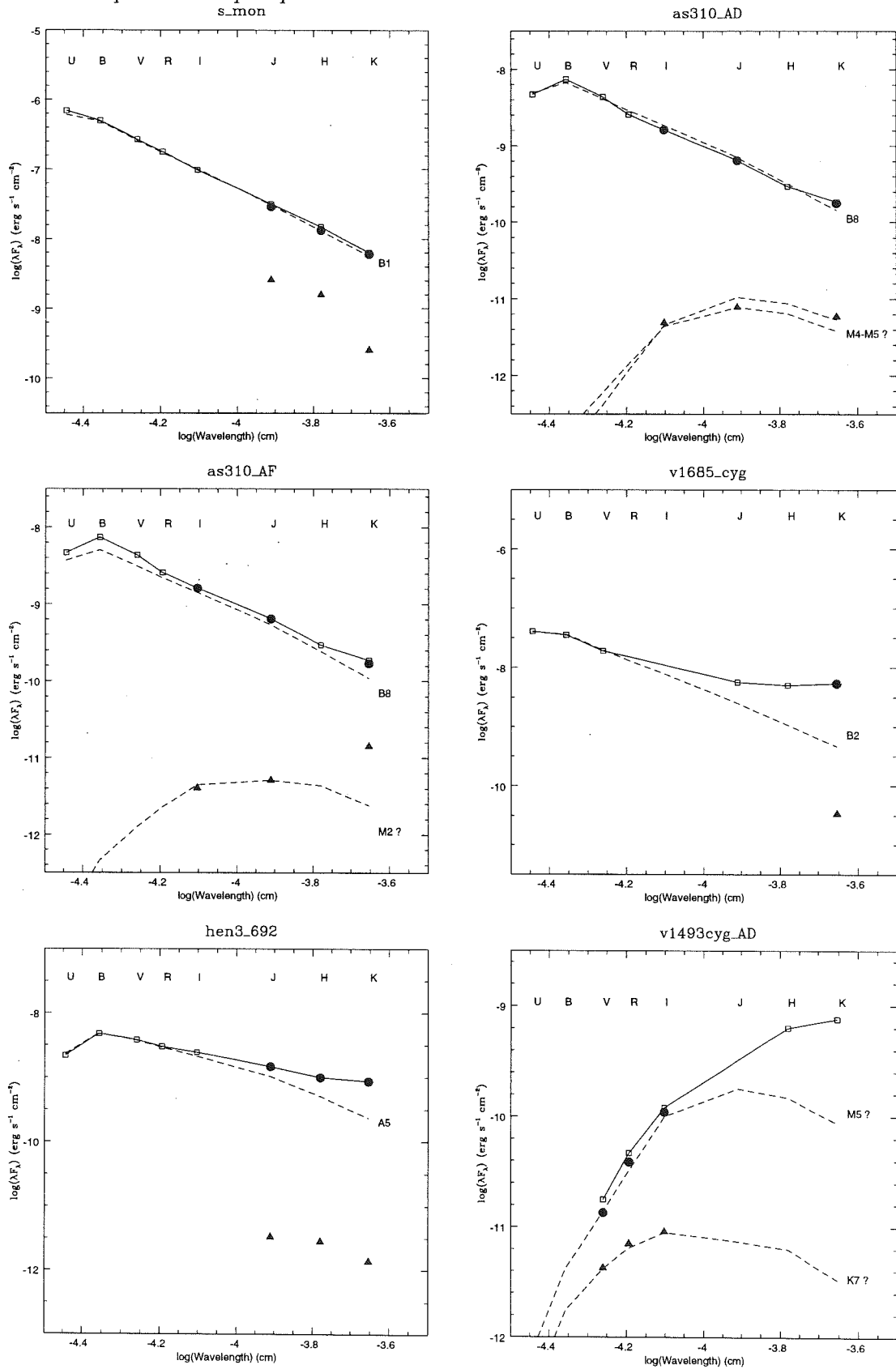
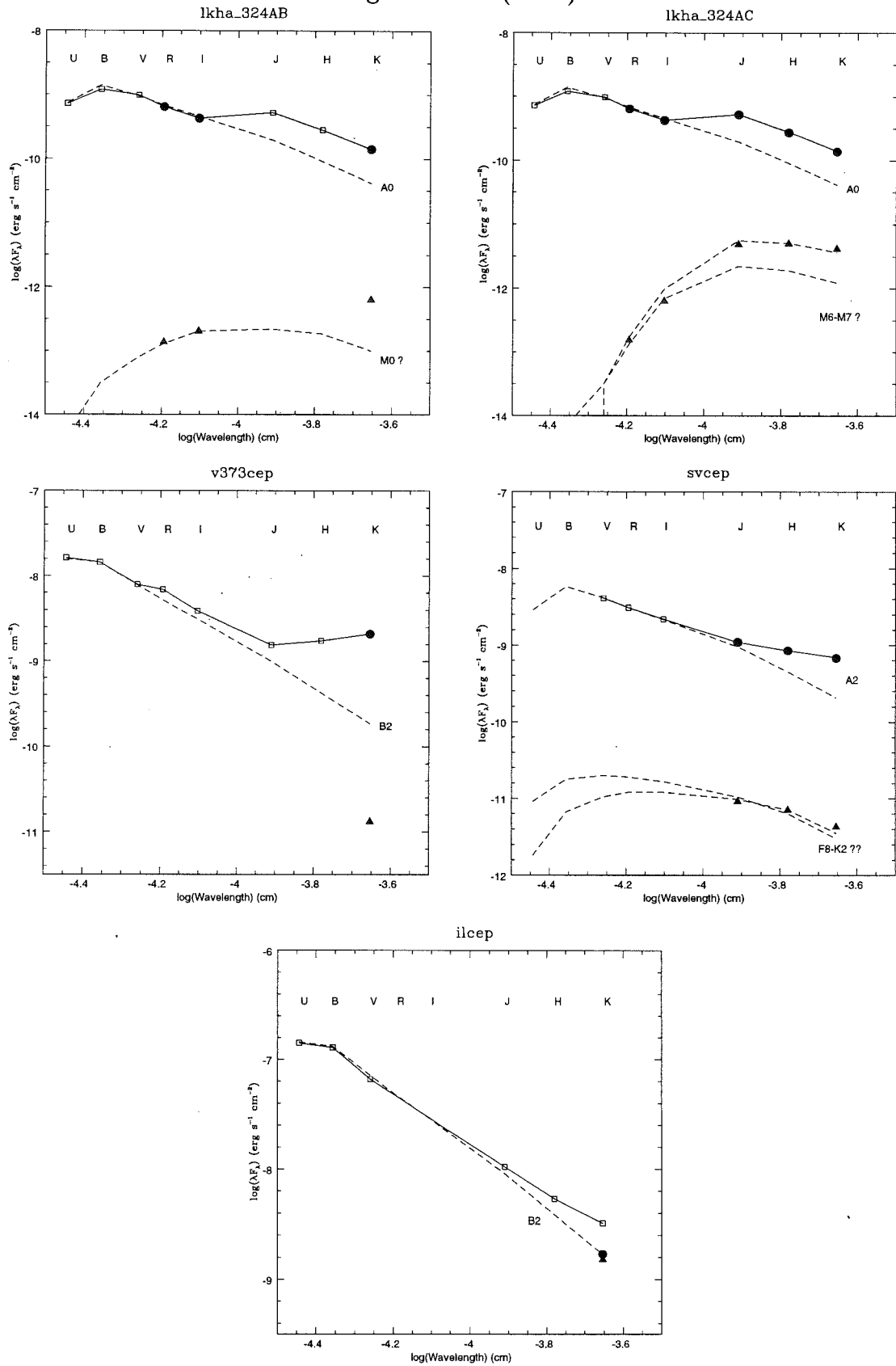


Figure II.10 – (suite)



Discussion

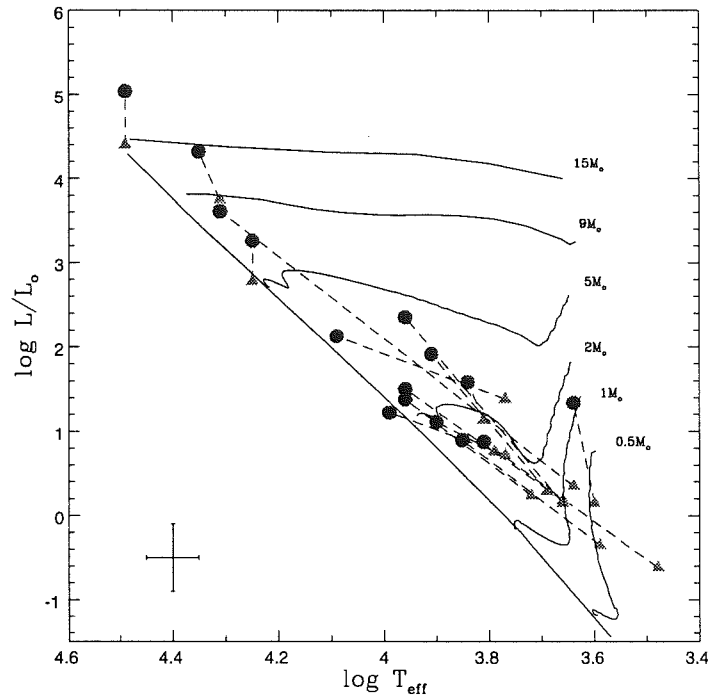


Figure II.11 – Les binaires visuelles dans le diagramme HR. Les cercles pleins représentent les étoiles primaires, les triangles représentent les compagnons, les systèmes binaires correspondant étant reliés par les traits en pointillés. La Séquence Principale ainsi que des modèles d'évolution stellaire (FORESTINI 1994) sont marqués en traits pleins

En règle générale, les primaires de type Ae ont plutôt des compagnons de type K–M, i.e. des étoiles T Tauri peu massives, tandis que les compagnons des primaires de type Be ont plutôt des compagnons de type A–F, i.e. une autre HAeBe.

Ainsi, les systèmes doubles avec une étoile de type B et un compagnon de type M sont sous-représentés : afin de déterminer s'il s'agit d'un biais observationnel (biais n° 3, paragraphe II.2.3) ou si la tendance est réelle, des observations avec NAOS sur le VLT pourront nous permettre d'aller chercher des compagnons froids pour les étoiles HAeBe les plus chaudes.

Il existe deux cas particuliers où les courbes de distribution d'énergie de chacune des composantes se croisent ou sont même inversées. L'étoile la plus chaude n'est pas forcément la plus visible en V dans HK Ori AB ou V1493 Cyg AD. Une valeur de l'extinction très différente envers chacune des étoiles peut expliquer cette « anomalie », ou bien les deux étoiles ne sont pas situées à la même distance et sont associées par projection sur le ciel.

Une fois déterminées la température effective T_{eff} et la luminosité totale de chacune des composantes (à partir de leur distribution individuelle d'énergie spectrale), les systèmes binaires peuvent être placés dans le diagramme HR (Figure II.11).

Tous les compagnons détectés se situent dans la région des étoiles pré-Séquence Principale, tout comme l'étoile à laquelle ils sont associés : les systèmes doubles ici représentés sont donc bien réels.

II.4 L'environnement des binaires HAeBe

La détermination des types spectraux des compagnons réalisée, il est intéressant d'étudier s'il existe un lien entre le rapport de masse des composantes et certaines de leurs propriétés physiques.

En l'occurrence, nous nous sommes préoccupés de la présence de l'excès infrarouge et du rayonnement X dans ces systèmes, deux propriétés des étoiles qui peuvent être intimement liées à leur statut d'étoiles doubles.

II.4.1 L'excès infrarouge

D'une manière assez générale, tous les compagnons observés ont peu d'excès infrarouge.

La figure II.12 montre qu'il n'y a pas de différence du nombre de binaires suivant les différents groupes d'étoiles considérés par HILLENBRAND *et al.* (1992).

Elle montre également que plus de 50 % des étoiles étudiées par HILLENBRAND *et al.* sont en fait des étoiles binaires ; il y a 40 étoiles de la table II.3 (tout programme confondu) appartenant également à la table T1 de THÉ *et al.* (1994) que HILLENBRAND *et al.* ont étudiées : sur ces 40 étoiles, 21 sont des étoiles binaires... Les modèles utilisés par ces auteurs seraient à revoir en tenant compte de la présence des compagnons. Même si ceux-ci n'ont pas forcément d'excès infrarouge, leur présence doit être prise en compte lors de l'évaluation du budget photométrique dû au disque ou à l'enveloppe.

À la vue des courbes de distribution d'énergie spectrale, les primaires de type Ae qui ont des compagnons peu massifs possèdent un fort excès infrarouge ; à l'inverse, les primaires Be avec des compagnons massifs ont peu ou pas du tout d'excès infrarouge.

C'est ce que montre également la figure II.13 : elle présente l'excès infrarouge pour chacune des composantes suivant leur type spectral. Les étoiles LkHA 147 et V1493 Cyg ne sont pas incluses car ayant a priori des types spectraux trop tardifs pour des étoiles HAeBe. Un ensemble de points composés d'étoiles primaires avec excès infrarouge et de compagnons sans excès est visible sur la partie supérieure de la figure : plus le compagnon est de faible masse, plus la primaire a des chances de garder une enveloppe ou un disque de poussières.

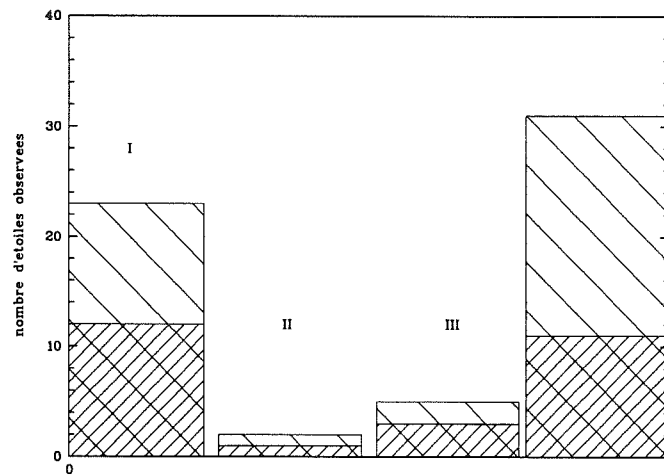


Figure II.12 – Le nombre de binaires par rapport aux étoiles simples suivant le classement par groupe de HILLENBRAND et al. (1992). Seules les étoiles de la table T1 de notre échantillon sont considérées. Les hachures larges représentent le nombre totale d'étoiles dans les groupes I, II, III et celles qui n'ont pas été étudiées par HILLENBRAND et al. (colonne de gauche à droite) ; les hachures serrées superposées sont les étoiles binaires suivant les 4 groupes. La proportion est identique si toutes les binaires HAeBe recensées dans la table II.3 sont prises en compte

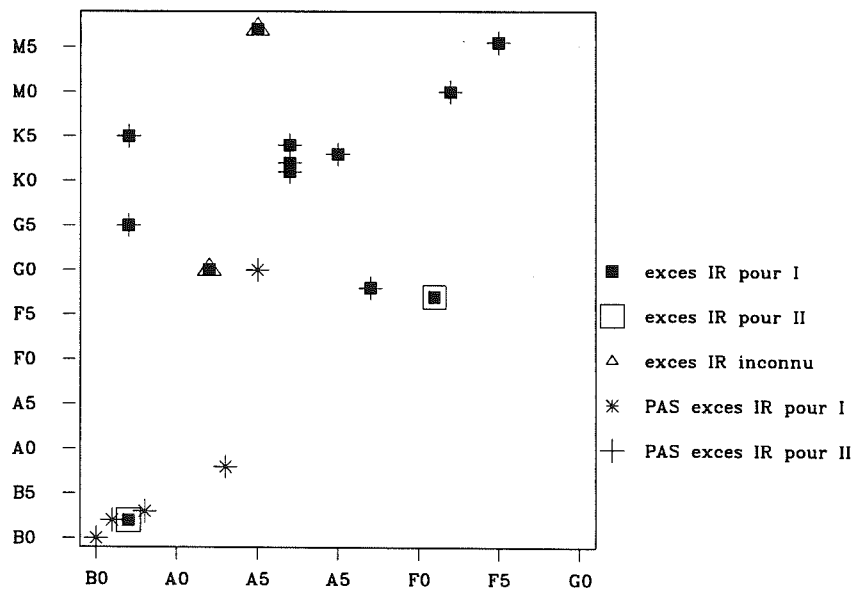


Figure II.13 – La distribution des types spectraux de la primaire et de la secondaire et les propriétés en infrarouge, pour les binaires détectées dans notre échantillon

Inversement, les étoiles primaires avec un compagnon massif (en bas à gauche de la figure) ne possèdent pas d'excès infrarouge, à l'exception de MWC 1080 (B2 + B2). Cette explication suppose néanmoins que les compagnons soient bien physiquement liés à la primaire.

Le fait que les étoiles primaires présentent ou non un excès infrarouge ne semble pas non plus être corrélé avec la séparation projetée : ainsi, la distance projetée entre les compagnons et les primaires dans les systèmes sans excès infrarouge MWC 166 et GU CMa est de l'ordre de 750 UA semblable à la séparation projetée de l'étoile MWC 1080 qui elle présente un excès infrarouge.

Pour les étoiles jeunes de faible masse, BOUVIER *et al.* (1997) montrent que la présence d'un compagnon ne modifie pas la durée de vie du disque. Les données présentées ici semblent indiquer au contraire que pour les étoiles HAeBe, la présence d'un compagnon massif tend à faire disparaître la matière circumstellaire autour de la primaire. Une autre possibilité à ne pas négliger serait que les étoiles massives accrètent suffisamment la matière au moment de leur naissance pour se former sans résidu de matière circumstellaire. La découverte de disque autour d'étoiles massives HAeBe permettrait de retenir l'une ou l'autre alternative.

MWC 1080 montre de l'excès infrarouge autour des deux composantes de type B2 : or si un compagnon massif a tendance à dissiper la poussière, on ne devrait pas s'attendre à trouver un excès infrarouge autour des deux étoiles. MWC 1080 est peut-être alors une bonne candidate à un disque circumbinaire ; il se peut également que les deux étoiles soient très jeunes et que chacune soit encore entourée de son cocon de poussières originelles. LEINERT *et al.* (1997b) ont modélisé l'excès infrarouge par deux disques individuels, mais en soulignant que cette géométrie pour la distribution de matière demande à être confirmée. Clairement, le système MWC 1080 est un objet à étudier attentivement.

II.4.2 Le rayonnement X

Le rayonnement X comme critère de binarité

Parmi les étoiles binaires observées lors de notre recherche avec l'Optique Adaptative, certaines sont des émettrices de rayons X : dans la plupart des cas, l'émission X est comparable à celle existante chez les étoiles T Tauri. ZINNECKER & PREIBISCH (1994) et DAMIANI *et al.* (1994) ont alors avancé l'hypothèse que le rayonnement X provient non pas de l'étoile Ae/Be de Herbig, mais d'un compagnon T Tauri.

C'est ce que semble confirmer la tendance affichée par les figures II.14 et II.15 : parmi les étoiles binaires, une majorité d'entre elles sont détectées dans le domaine X ; inversement, parmi les étoiles non binaires, il y a un défaut d'émetteurs X.

La tendance est identique si l'on considère toutes les étoiles observées recensées

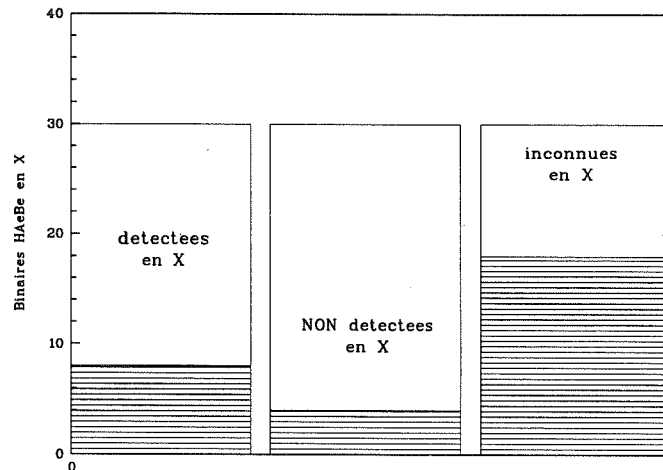


Figure II.14 – Le nombre d'étoiles binaires de notre échantillon et leurs propriétés en X (toutes étoiles considérées): les parties hachurées horizontalement dans les colonnes de gauche à droite montrent le nombre d'étoiles binaires observées positivement en X , celui des binaires non détectées en X et celui des binaires qui n'ont pas été observées en X

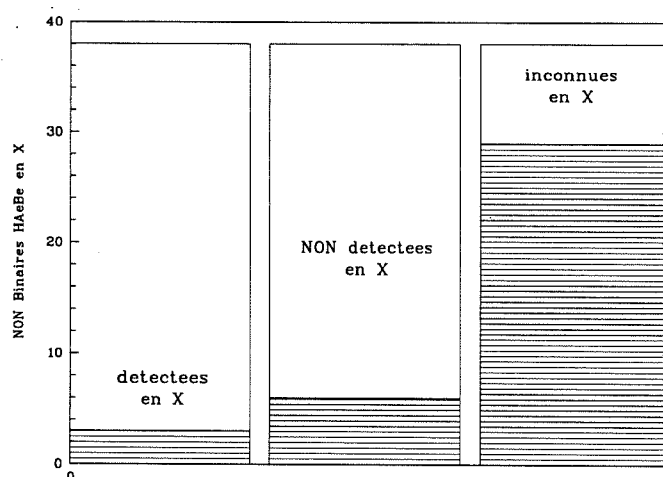


Figure II.15 – Même figure que II.14 pour les étoiles simples de notre échantillon

dans la table II.3, et même que l'on se restreigne ou non aux étoiles de la table T1 de THÉ *et al.* (1994).

Le rayonnement X et les compagnons T Tauri

Étudions maintenant l'influence du type spectral sur les propriétés X des binaires détectées lors de nos observations.

À notre échantillon, nous rajoutons l'étoile TY CrA, un système triple spectroscopique qui est un émetteur X. Le type spectral considéré est B9 + G0 (une étude détaillée de ce système est réalisée dans le chapitre V). D'après la figure II.16, les binaires X se rencontrent surtout pour des systèmes composés de secondaire de type plus tardif que G0, donc des T Tauri. Inversement, les binaires dont les deux composantes sont de types plus chauds (A ou B) ne présentent pas d'émission X.

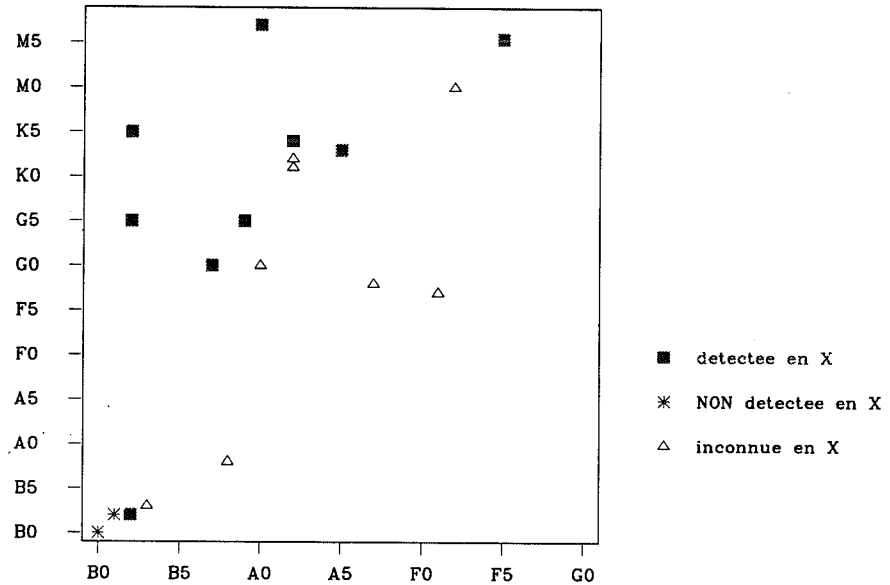


Figure II.16 – La distribution des types spectraux de la primaire et de la secondaire et les propriétés en X, pour les binaires détectées de notre échantillon

L'étoile MWC 1080, binaire composée de deux étoiles de type B2, fait encore exception en étant émettrice X : heureusement(!), des indices de l'existence d'une troisième composante dans le système sont apportées par la variabilité périodique photométrique (SHEVCHENKO *et al.* 1994) ou par les variations de la vitesse radiale de l'étoile primaire (la plus chaude en visible, voir la note sur MWC 1080 dans l'article présenté au chapitre III) ; ce troisième compagnon, possiblement une T Tauri, est peut être ainsi responsable de l'émission X observée dans MWC 1080.

Nos observations semblent donc confirmer que le rayonnement X des étoiles HAeBe peut être un critère pour détecter des binaires. Cependant, l'émission X dans les étoiles HAeBe peut avoir d'autres origines comme le mentionnent ZINNECKER & PREIBISCH (1994) : pour ces auteurs, un compagnon T Tauri ne peut pas toujours rendre compte de la luminosité X des HAeBe ; si une couronne n'est pas attendue autour des étoiles Ae/Be radiatives, un vent stellaire puissant entrant en collision avec le milieu circumstellaire peut apporter l'énergie suffisante à l'émission X. Cette dernière proposition peut être

adaptée dans le cas des étoiles supposées simples comme AB Aur et émettrices en X.

Le modèle de vents collisionnels dans les systèmes binaires proposé par ZHEKOV *et al.* (1994) (voir paragraphe V.6.1) peut également être à l'origine de l'émission X détectée dans nos binaires.

Clairement, il est nécessaire de récolter d'autres informations sur nos binaires, notamment sur l'activité du compagnon avant de pouvoir conclure à l'hypothèse du vent stellaire ou de l'activité due à la composante T Tauri du système.

*The only difference between contemporary
thinking and renaissance man is that the
free thinker today is exempt from being
burnt as a heretic*

*Elijah's Mantel
Remedies in heresies*

Chapitre III

Une recherche systématique de binaires spectroscopiques parmi les étoiles Ae/Be de Herbig

Sommaire

III.1 Les motivations	77
III.2 La méthode suivie et les instruments utilisés	78
III.3 Les résultats obtenus	80
III.4 Article	83

III.1 Les motivations

Comme nous l'avons souligné dans le tableau I.1, l'étude des binaires spectroscopiques permet d'obtenir des informations sur les masses stellaires. L'intérêt de leur observation par rapport aux binaires visuelles réside dans le fait qu'elle donne accès aux courtes périodes, contrairement aux binaires visuelles : l'orbite d'une étoile binaire spectroscopique est décrite sur une période de temps s'échelonnant entre quelques heures et quelques mois, contre plusieurs années généralement pour une paire visuelle. Il est donc envisageable de pouvoir déterminer des masses (ou du moins apporter des contraintes sur leur estimation, par la fonction de masse) en observant de manière suivie des binaires spectroscopiques pendant des temps relativement courts.

Tant pour les étoiles de la Séquence Principale que pour les étoiles jeunes T Tauri, une étude spectroscopique a été réalisée avec succès. Nous rappelons pour l'exemple les nombreuses observations spectroscopiques réalisées sur 13 ans par DUQUENNOY & MAYOR (1991) qui ont permis la détermination des masses (ou fonction de masse $f(m)$) pour une quarantaine d'étoiles de type solaire. En ce qui concerne les étoiles T Tauri,

MATHIEU (1992), PADGETT & STAPELFELDT (1994), WELTY (1995) et encore FIGUEIREDO (1997) ont déterminé quelques masses d'étoiles jeunes T Tauri.

Dans le cas des étoiles jeunes plus massives qui nous intéressent, aucune recherche systématique avec la technique de la spectroscopie n'avait été menée pour détecter des binaires HAeBe, jusqu'à la réalisation de nos travaux. Cette recherche nous permet de compléter l'étude des binaires visuelles réalisées avec la technique de l'Optique Adaptative qui a été décrite dans le précédent chapitre. Pour des raisons observationnelles, l'ensemble des étoiles que nous avons étudié spectroscopiquement n'est pas identique à celui couvert lors de notre recherche de compagnons visuels des HAeBe : ainsi, les résultats des deux recherches sont présentés dans deux chapitres différents.

III.2 La méthode suivie et les instruments utilisés

III.2.1 L'échantillon observé

Les étoiles considérées pour l'étude spectroscopique ont été extraites de la Table 1 du catalogue d'étoiles Ae/Be de Herbig de THÉ *et al.* (1994) : l'unique critère de sélection a été leur magnitude visuelle m_V qui devait être inférieure à 11. 42 étoiles ont ainsi été retenues, soit environ 70 % des HAeBe avec $m_V < 11$. Les autres objets restants avec $m_V < 11$ n'ont pas été observés, parce que leurs caractéristiques spectroscopiques étaient déjà suffisamment étudiées et la question de leur binarité ne se posait plus (ex : AB Aur). Certaines étoiles également fortement variables photométriquement n'ont pas été observées, parce qu'au moment de leur luminosité minimale, elles auraient été en deça de nos possibilités observationnelles.

Si l'on veut déterminer la fréquence de binarité, notre échantillon limité en magnitude est normalement biaisé par *l'effet de Branch* (BRANCH 1976), c'est à dire que la détection de systèmes binaires spectroscopiques SB2 est favorisée. Ainsi, une étoile binaire pourrait être détectée si sa luminosité totale est supérieure à la limite de sélection, alors que la magnitude des étoiles individuelles est inférieure à notre limite m_V . Ce type de système binaire ne doit pas être pris en compte dans la statistique des binaires. Une discussion donnée dans l'article présenté en fin de chapitre montre que cet effet est néanmoins négligeable dans le cas de nos étoiles Ae/Be de Herbig, généralement beaucoup plus lumineuses que leur compagnon. Déterminer un échantillon homogène sur une distance relativement réduite, comme l'ont fait DUQUENNOY & MAYOR (1991) n'est pas envisageable pour les étoiles Ae/Be de Herbig : celles-ci se trouvent à des distances très variables, allant d'une centaine de parsecs à plus de 1 000 pc. Certaines étoiles ont même des distances incertaines ou erronées, lorsqu'elles n'ont pas été observées par le satellite HIPPARCOS¹. Les étoiles sélectionnées sur le seul critère de leur distance,

1. ...et encore, car il se peut que la parallaxe donnée par HIPPARCOS soit faussée par le mouvement or-

auraient été ainsi trop peu nombreuses pour construire un échantillon conséquent et tenter ensuite d'estimer une fréquence de binaires raisonnable. Surtout, notre sélection par la magnitude des étoiles s'imposait par la technique observationnelle employée : avec des télescopes de la classe des 2 mètres, la spectroscopie haute résolution ne peut être envisagée que pour des étoiles de type spectral A/B jusqu'à $m_V < 10-11$.

En plus de ces 42 étoiles de la Table 1 de THÉ *et al.* (1994), 19 étoiles HAeBe candidates extraites des Tables 2 à 5 de THÉ *et al.* (1994) ont été observées.

III.2.2 Les critères de la binarité spectroscopique des HAeBe

La recherche de variations de vitesse radiale

Déterminer l'orbite² d'une binaire spectroscopique est réalisable en suivant le déplacement périodique des raies d'une composante (ou des deux dans le meilleur des cas). Nous avons principalement observé les raies He I 4471, 5876 et 6678, Na I 5890 et 5895, Si II 6347 et 6371 Å. Le centre de la raie a été estimé en approximant une fonction Gaussienne, l'erreur d'une telle mesure varie entre 5 et 10 km s⁻¹, suivant l'élargissement rotationnelle de la raie ou sa forme (déformation par de l'émission notamment).

La détection de la raie du Li I 6708 Å

Les étoiles chaudes A ou B ne montrent pas la raie d'absorption du Li I. Si cet élément est détecté dans le spectre d'une de nos étoiles HAeBe, il révèle la présence d'un compagnon stellaire plus froid. MARTIN (1994) a ainsi quantitativement montré que la raie du Li I 6708 Å peut être utilisée pour détecter des compagnons T Tauri associés aux étoiles HAeBe de Herbig. Même si cette méthode ne pourra pas nous apporter des informations directes sur la masse stellaire, la détection d'un compagnon complètera notre statistique de binaires.

III.2.3 Les instruments employés

Notre recherche systématique de binaires spectroscopiques a débuté en 1994 et a été menée parallèlement dans les deux hémisphères. Trois spectrographes ont été principalement utilisés. Les spectrographes ÉLODIE et AURÉLIE de l'Observatoire de Haute-Provence (OHP) pour les étoiles observables au Nord de l'Équateur. En particulier, le spectrographe ÉLODIE a été construit avec l'idée directrice d'étudier des binaires spectroscopiques (principalement de type tardif) grâce à son mode de corrélation numérique au télescope (mode que nous n'avons cependant pas utilisé, voir paragraphe III.3.2) ;

2. bital propre d'une binaire, comme BD+40 4124 (figure I.10) : cette binaire visuelle séparée de 0.7'' se situe vraisemblablement à 1000 pc (STROM *et al.* 1972a), tandis que la distance donnée HIPPARCOS est 100 pc

2. à l'inclinaison i près

nous avons eu le privilège d'être parmi les premiers observateurs à utiliser cet instrument, qui se révèle très adapté pour notre étude, l'étendue de son domaine spectral à haute résolution étant une de ses spécificités principales.

Pour les étoiles de l'hémisphère Sud, le spectrographe CES de l'Observatoire Européen Austral (ESO) a été utilisé. Pour ce dernier instrument, la plupart des observations ont été réalisées depuis le centre de l'ESO à Garching-bei-München, en Allemagne via liaison satellite (Remote Control) avec l'Observatoire de La Silla, au Chili.

Excepté pour les spectres obtenus avec ÉLODIE, où la réduction s'effectuait automatiquement après l'acquisition, le traitement des données a été réalisé avec le logiciel MIDAS développé par l'ESO. Les étapes précises de réduction sont décrites dans l'article en fin de chapitre. Une fois calibré en longueur d'onde, chaque spectre haute résolution a été normalisé à l'unité par division d'une constante (les ordres n° 20, 21, 53, 54, 60, 61, 64, 65 et 66 des spectres ÉLODIE ont été majoritairement utilisés). L'ultime travail, le plus important lorsque l'on veut détecter des variations de vitesse radiale, consiste à replacer les spectres dans le référentiel héliocentrique : nous avons utilisé un programme (écrit par D. GILLET, OHP) qui, une fois les coordonnées de l'objet et l'heure UT de l'observation spécifiées, fournit la vitesse diurne terrestre, et surtout la vitesse de rotation orbitale de la Terre autour du Soleil, pour la direction voulue au temps donné : ces deux vitesses sont à ajouter³ aux spectres afin de se retrouver dans le référentiel du Soleil.

III.3 Les résultats obtenus

III.3.1 Les spectres

Au cours de plus de 150 nuits d'observations, environ 300 poses ont été principalement réalisées pour 42 étoiles HAeBe différentes : le journal des observations est donné dans la Table 1 de notre article.

Au total, ce sont 14 étoiles qui se sont révélées être des binaires spectroscopiques : avec le critère sur la raie du Li I, 7 étoiles binaires ont été détectées – dont 4 nouvelles ; 6 autres binaires avec déplacement de spectres ont été trouvées, dont 4 nouvelles détections. Parmi les 19 étoiles des Tables 2 à 5 de THÉ *et al.* (1994), 3 étoiles ont été observées comme des binaires spectroscopiques. Ces résultats sont rassemblés dans les tables 2 à 6 de l'article présenté en fin de chapitre.

Les étoiles binaires identifiées grâce à la raie du Li I sont HK Ori, V380 Ori, V586 Ori, NX Pup, HD 203024, MWC 863 et TY CrA. Leurs spectres sont présentés dans les figures 1 et 3 de l'article.

3. la vitesse maximale de rotation de la Terre autour du Soleil est de l'ordre de 30 km s^{-1} , à ne pas négliger donc

Nous remarquons que toutes les étoiles qui ont été détectées comme binaires par la présence de la raie du Li I sont également des binaires visuelles, à l'exception cependant du système serré TY CrA qui demeure encore non résolu visuellement. Il est considéré que la raie du Li I observée dans le spectre de ces étoiles est bien due au compagnon visuel : ceci est corroboré par l'absence de variation de vitesse radiale. Pour ces systèmes binaires visuelles, la période orbitale est de plusieurs dizaines années, les déplacements de la raie du Li I (et autres raies métalliques du secondaires) restent imperceptibles sur l'échelle de temps de nos observations.

Les étoiles pour lesquelles des variations de vitesse radiale ont été observées sont T Ori, HD 53367, MWC 300, AS 442, MWC 361 et MWC 1080. Leurs spectres sont présentés dans les figures 5, 6, 9, 10, 12 et 13 respectivement de l'article.

Pour chacune des deux étoiles HAeBe HD 53357 et AS 442 (binaires avec déplacement des raies), nous avons pu calculer une orbite préliminaire (figures 8 et 11) qui demande néanmoins à être confirmée par d'autres observations.

III.3.2 Les limites de notre étude

Dans le cas des binaires spectroscopiques HAeBe, la détermination de la masse stellaire et de la fréquence de binarité est confrontée à diverses difficultés :

1. **un nombre limité de raies spectrales :** les étoiles HAeBe chaudes ne montrent que peu de raies d'absorption, contrairement aux étoiles plus froides où les raies métalliques abondent dans le spectre visible. Ainsi, pour leur étude des étoiles de type F7–G9, DUQUENNOY & MAYOR (1991) avaient à leur disposition près de 1 500 raies photosphériques pour déterminer avec grande précision la vitesse radiale stellaire. Dans notre cas, nous n'avons accès qu'à quelques dizaines de raies intéressantes pour les étoiles de type spectral A–B, surtout les raies mentionnées au paragraphe III.2.2. Cette relative pauvreté du nombre des raies photosphériques est un facteur qui limite la précision accessible sur la mesure de la vitesse radiale pour les étoiles HAeBe ;
2. **des raies variables :** une autre difficulté s'ajoute lorsque les raies en question se trouvent modifiées par la présence d'émission liée à une activité chromosphérique intense, signe de jeunesse caractéristique des HAeBe (en exemple, voir le spectre de l'étoile T Ori dans l'article) ;
3. **le rapport de luminosité :**
 - cas des systèmes composés d'une primaire HAeBe et d'un compagnon T Tauri : les primaires Ae/Be de Herbig sont très lumineuses par rapport à leur compagnon si celui-ci est de type tardif (G,K), et la détection de SB2 s'en trouve

d'autant plus délicate : la secondaire peut avoir un flux lumineux de seulement quelques pourcents de celui de la primaire (voir l'exemple de TY CrA discuté dans l'article) et ses raies photosphériques sont par conséquent fortement diluées. Les détections des SB2 ou de la raie du Li I sont alors fortement compromises ;

- cas des systèmes composés de deux étoiles HAeBe : s'il s'agit de rotateurs rapides et même si les étoiles ont une luminosité semblable, les deux systèmes de raies liés à chacune des composantes seront difficilement visibles. En outre, le critère de la détection de la raie du Li I ne pourra pas être invoqué pour identifier des systèmes binaires composés de deux étoiles Ae/Be de Herbig (puisque cette raie est absente dans les étoiles Ae/Be de Herbig).

4. le facteur $v \sin i$:

- cas des systèmes composés d'une primaire HAeBe et d'un compagnon T Tauri : si le compagnon T Tauri tourne rapidement, ces raies photosphériques, en l'occurrence celle du Li I, seront élargies, rendant leur détection plus délicate. Certains auteurs ont montré que les rotateurs rapides ont une abondance plus grande en Li I que les rotateurs lents dans le cas des étoiles G ou K (SODERBLUM *et al.* 1993; MARTIN *et al.* 1994; CUNHA *et al.* 1995; JONES *et al.* 1996). Cette augmentation de l'abondance du Li I avec la vitesse de rotation pourrait faciliter la détection de cet élément dans le cas de compagnons qui tournent rapidement sur eux-mêmes. Néanmoins, ce phénomène n'a pas été mis en évidence pour les étoiles plus jeunes de la nébuleuse d'Orion (DUNCAN & REBULL 1996) et l'avantage de détecter des rotateurs rapides reste encore à démontrer ;
- cas des systèmes composés de deux étoiles HAeBe : la vitesse de rotation des étoiles A-B est élevée, généralement comprise entre 100 et 150 km s⁻¹, voir plus (DAVIS *et al.* 1983; BÖHM & CATALA 1995; GRADY *et al.* 1996). La mesure des vitesses radiales (en approximant une gaussienne fond de la raie) est donc imprécise, beaucoup plus difficile que dans le cas d'étoiles de type plus tardif où l'élargissement rotationnel est faible, entre 10 et 50 km s⁻¹.

Notons que nous n'avons pas utilisé la technique de la corrélation numérique principalement pour les deux premières raisons : cette technique, si elle est valable pour certaines étoiles chaudes de type A-B « normales » (de la Séquence Principale), est plus délicate à mettre en place dans le cas des HAeBe dont l'activité peut varier d'une nuit à l'autre.

III.3.3 La fréquence de binarité

Au total, parmi les 42 étoiles HAeBe appartenant à la table 1 de THÉ *et al.* (1994), nous avons découvert 7 étoiles binaires spectroscopiques avec comme critère de détection la raie du Li I 6708 Å d'un compagnon plus froid, et 6 autres étoiles (7 avec TY CrA, déjà comptée avec les étoiles HAeBe binaires par la présence de la raie du Li I) qui montrent un déplacement Doppler périodique des raies, signe d'un mouvement orbital.

Pour estimer la fréquence de binarité, nous nous restreignons aux systèmes binaires spectroscopiques pour lesquels une variation de vitesse radiale est présente: il s'agit des 6 étoiles du second groupe de la table 2 de notre article, plus l'objet TY CrA. Notre fréquence de binarité fb observée spectroscopiquement pour les étoiles Ae/Be de Herbig est de $fb = \frac{7}{42} = 17\%$.

MATHIEU (1992) a trouvé pour les binaires spectroscopiques T Tauri WTTS avec une période orbitale inférieure à 100 jours une fréquence $fb_{\text{T Tauri}}$ de l'ordre de 11 %. Cette fréquence de binaires pour les étoiles jeunes peu massives est légèrement supérieure à celle déterminée par DUQUENNOY & MAYOR (1991) pour les étoiles de masse solaire de la Séquence Principale $fb_{\text{SP}} \approx 7\%$. En nous limitant aux binaires spectroscopiques HAeBe observées au cours de notre étude qui ont une période inférieure à 100 jours, soient les étoiles T Ori, AS 442, MWC 1080 et TY CrA, notre fréquence de binaires pour les courtes périodes devient de l'ordre de 10 %. Cette valeur est tout à fait comparable aux valeurs annoncées pour les étoiles T Tauri ou de la Séquence Principale.

Cependant, vu les multiples difficultés mentionnées dans le paragraphe III.3.2 quant à la détection de binaires spectroscopiques HAeBe, il est probable que notre présente estimation de la fréquence de binarité soit une borne inférieure. Les différents biais observationnels sont difficilement quantifiables pour tenter d'effectuer une étude de complétude: seul un meilleur suivi spectroscopique des étoiles HAeBe, sur un échantillon le plus large possible, pourra apporter des éléments de réponse quant à la proportion de binaires spectroscopiques parmi les étoiles Ae/Be de Herbig.

III.4 Article

L'article (CORPORON & LAGRANGE 1998, soumis en mars 1998) présenté dans les pages suivantes synthétise le travail effectué et les résultats obtenus lors de cette étude de la binarité spectroscopique des étoiles HAeBe.

A search for spectroscopic binaries among Herbig Ae/Be stars*

Corporon Patrice and Lagrange Anne-Marie

Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble
BP 53, F-38 041 Grenoble CEDEX

Received date ; accepted date

Abstract. We present here the results of a spectroscopic survey of binaries among bright ($m_V < 11$) Herbig Ae/Be stars in both hemispheres. 13 out of the 42 sample stars are found to exhibit either lithium absorptions due to a colder companions or velocity variability due to orbital motion. Few stars classified as possible Herbig Ae/Be stars are not confirmed as such.

Key words: binaries: spectroscopic – stars: early-type – stars: pre-main sequence – stars: statistics

1. Introduction

1.1. Multiplicity and evolution

Multiplicity is a major issue in stellar astrophysics. Firstly, binary stars are very common among Main Sequence (MS) stars: half of the MS field stars are known to belong to multiple systems (see Garmany et al. 1980 for O type stars, Abt et al. 1990 for B, Nordström et al. 1997 for F, Duquennoy and Mayor 1991 for G, Mayor et al. 1992 for K, Leinert et al. 1997a for M). Thus, any stellar formation theory must explain this large abundance of multiple systems. Various mechanisms have been proposed to form binaries (see a detailed review in Clarke 1996), but observations are needed to constrain on these models. Secondly, a fundamental role of binary studies is to allow the direct determination of physical parameters. Noticeably, the stellar mass is only accessible through the observation of gravitationally bound pairs of stars, by straight application of gravitational law.

Main-Sequence (MS) binary stars are overall quite well studied. However, as orbits of binary systems evolve with time, it is mandatory to derive the properties of the systems during

the pre-Main Sequence (PMS) phase. A major issue is to quantify the binary frequency fb (the probability that a given object is multiple, Reipurth and Zinnecker 1993) for young multiple objects, their separation distribution as well as their mass ratio. Recent studies have showed that more than half of T Tauri stars, young stars having a mass $M < 1.5 M_\odot$, are members of a binary or multiple system (Mathieu 1992; Leinert et al. 1993; Reipurth and Zinnecker 1993; Prosser et al. 1994; Simon et al. 1995; Ghez et al. 1993, 1997; Brandner et al. 1996; Padgett et al. 1997).

Whether there is an overabundance of low-mass PMS binaries versus MS binaries is still a matter of debate, owing to the difficulties to compare both statistics obtained with different approaches. Not only the employed techniques are different, (MS stars were mainly spectroscopically searched for, while PMS binaries searched with high angular resolution imaging), but also the wavelength domain (visible observations predominate for MS stars, while infrared (IR) surveys of the young objects, mostly embedded in dark regions, were used *ipso facto*). The only systematic effort aimed at finding new low-mass pre-Main Sequence binaries with visible spectroscopy dates back from Mathieu (1992).

The question is then whether the stellar density may have an effect on multiple system formation. MS stars are thought to have been formed in OB associations or in dense clusters (Miller and Scalo 1978; Lada et al. 1991), while PMS stars in T associations are formed in lower density environments which might enhance the production of binaries. However, Brandner et al. (1996) observed T Tauri stars in OB and T association and conclude that the binary frequency is the same for MS and PMS stars in the range of separation 120–1800 AU (except for the Taurus–Auriga star forming region). Moreover, Padgett et al. (1997) using HST observations of PMS stars in dense clusters recently found a comparable binary frequency for dense clusters and low-density star-forming regions. They thus claim that multiplicity is not influenced by the local stellar density (at least in regions with densities ranging between 40 and 5000 stars pc^{-3}).

Since the pioneering work of Mathieu (1992), selective mass determinations for some low-mass PMS binaries have been ob-

Send offprint requests to: P. Corporon

* Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile and at the Observatoire de Haute-Provence (OHP), Saint-Michel l'Observatoire, France

Correspondence to: corporon@obs.ujf-grenoble.fr

tained (Padgett and Stapelfeldt 1994; Welty 1995; Figueiredo 1997), but the sample of young multiple systems with orbital and physical parameters determined must be enlarged in order to test the early stages of stellar evolutionary models.

1.2. Multiplicity of intermediate-mass PMS stars

As pointed out by Hillenbrand (1994), the intermediate-mass PMS stars, namely Herbig Ae/Be (HAeBe) stars are found in various environments: in dense star forming regions (containing few tens of HAeBe plus a myriad of T Tauri stars), in lower density groups of young stellar objects (2 to 5 HAeBe stars sharing the same birth place) and in isolated molecular cores (where a central HAeBe star and embedded young lower mass stars are found). Studying the binary frequency among HAeBe objects may help to better understand the relation between the direct environment and the multiplicity status of the stars during their earlier formation stages.

Besides reinforcing the binary frequency estimate, HAeBe binaries study is of great interest because direct mass determination are fervently required to test the stellar evolution models for young intermediate-mass stars.

To date, however, the binarity status of Ae/Be Herbig stars has been far less surveyed, probably because these stars form a class less homogeneous than T Tauri stars (Thé et al. 1994). Few recent studies using infrared imaging (Li et al. 1994; Leinert et al. 1997b; Pirzkal et al. 1997) have found a binary frequency (although based on limited samples) in excess by a factor 2 versus A/B type MS stars, (by considering G type MS stars degree of multiplicity fb , spectroscopically determined by Duquennoy and Mayor 1991 identical through the Main Sequence, as explained by Leinert et al. 1993).

Up to now, the pilot study made on the eclipsing and spectroscopic triple system TY CrA (Lagrange et al. 1993; Corporon et al. 1994, 1996; Beust et al. 1997, see also Casey et al. 1993, 1995, 1998) is the only work that lead to the first direct determination of masses for a HAeBe multiple system.

1.3. Aim of the present paper

In this paper, we report the first results of a systematic high resolution spectroscopic search for HAeBe binaries. It is part of an extensive survey made on Herbig Ae/Be stars, the other facet being high angular resolution imaging of IR companions of HAeBe stars using Adaptive Optics systems (Bouvier et al. 1998). The two approaches are complementary : while the former gives access to the study of short orbital periods (P = few hours to few months) of double stars, the later covers the domain of longer periods (P = many years).

The present paper is structured as follows: in Section 2, we describe our sample, the instruments used as well as our observing strategy. We present in Section 3 the spectra of some known and new spectroscopic HAeBe binaries. Notes on individual sources are given in Section 4 and in Section 5 we discuss our results.

2. Observations of the HAeBe binaries

2.1. The sample

The observed Herbig Ae/Be stars were extracted from Table 1 of Thé et al. (1994) catalogue. We obtained high resolution spectra for 42 objects with $m_V < 11$, consisting of our principal HAeBe sample. This sample represents about 70 % of the HAeBe candidates with $m_V < 11$ from Table 1 of the Thé et al. (1994) catalogue. Most of the remaining stars were not observed either because they were already well studied or because they are strong photometric variables and out of our limit of our observing capabilities at their minimum brightness.

A sub-group of other HAeBe candidates listed in Table 2 to 5 from the catalogue of Thé et al. (1994) were also studied (sample T2–T5). They were included in our survey because they could be observed in parallel to our main program. Those stars were observed not only to test the presence of a companion, but also to precise, when possible, their spectral type or to test their belonging to the Herbig Ae/Be stellar class.

We address in this paragraph the possible bias by the so-called *Branch effect*. Branch (1976) pointed out that a limited magnitude sample favors the detection of double-lined spectroscopic binary (SB2). It means that some binary stars could have been selected because *their total* magnitude is below the magnitude limit, whereas individual stars are fainter than the m_V limit. Such systems should be removed when establishing the binary frequency of the sample. However, in our case with high mass primaries, unless the mass ratio is close to unity, the secondary component of a spectroscopic binary system contribute to few percents of the combined flux. We consider the example of the double-lined spectroscopic binary system TY CrA, adopting the most recent physical parameters determination by Casey et al. (1998): the primary (late B type) has an effective temperature T_I of about 12 000 K and a radius $R_I = 1.8 R_\odot$, while the secondary (late G type) has $T_{II} \approx 4900$ K and $R_{II} = 2.1 R_\odot$. The flux ratio between the two stars is

$$\frac{F_{II}}{F_I} = \frac{T_{II}^4 \times R_{II}^2}{T_I^4 \times R_I^2} = 3.8 \%$$

Thus, a HAeBe binary system with a primary of spectral type A or B and a lower-mass companion will be included in our sample mainly because the primary, responsible of the majority of the luminosity, fulfills the magnitude criterion. So we conclude that the Branch effect is not significant in our study. Special attention should however be devoted when a spectroscopic HAeBe binary with equal mass component (and thus comparable luminosity) is identified.

Noticeably, we are faced with the large disparity in the location of the HAeBe type stars (some of them have a poorly determined distance). A distance limited criterion as considered by Duquennoy and Mayor (1991) is hardly conceivable here to select a sufficiently large sample and to determine a reliable binary frequency for Herbig Ae/Be stars.

2.2. Observing journal

The spectroscopic survey, initiated in 1994, was carried out in the two hemispheres, using three different instruments which characteristics and data reduction procedures are described hereafter.

2.2.1. Northern hemisphere

Spectra of northern hemisphere HAeBe stars were observed with two spectrographs of the Observatoire de Haute-Provence (OHP), south of France.

AURÉLIE is a high resolution spectrograph mounted at the Coudé focus of the 1.52 m telescope. A detailed description is given in Gillet et al. (1994). The detector at the time of the observations was a Thomson double array and two different gratings were usually employed: #7 with a resolution $R \approx 38\,000$ at $\lambda = 6\,500\text{ Å}$ and #5 (2nd order) with $R \approx 70\,000$ at $\lambda = 6\,500\text{ Å}$. Typical exposure time was 1–1.5 hour for our target stars, with a circular entrance hole of $3''$ on the sky. A continuous light-source provided the flat field exposures to correct the instrumental response. The flat-field images were chosen to have a similar level to that of the science exposures and were repeated each night. After subtraction of the bias and dark current (measured routinely during each night), the science exposure was divided by an average of ten suited flat-field images. Thorium and argon lamps were used for the wavelength calibration, and numerous exposures were taken each night to monitor the stability of the spectrograph. The final wavelength calibration accuracy is 2 km s^{-1} . The spectra were then transformed into the heliocentric rest frame and normalized to unity. Bad pixels or cosmic rays were removed by-hand. All the data reduction steps were performed with the ESO MIDAS software.

ÉLODIE, located at the 1.93 m OHP telescope, is a fiber-fed echelle spectrograph. The detector is a $1\,024 \times 1\,024$ Tektronics CCD. 67 orders are simultaneously recorded, giving in a single exposure a spectrum at a resolution of 42 000 ranging from 3 906 to 6 811 Å. The optical layout as well as the reduction procedure can be found in Baranne et al. (1996). The fiber diameter is $2''$ on the sky and thorium and science spectra were obtained separately, sky background was estimated in the inter-order space. Typical exposure times range from 0.5 to 1 hour. The final velocity calibration is better than 1 km s^{-1} . Noticeably, a program at the telescope automatically performs the data reduction: no further work but heliocentric velocity correction and normalization to unity is required to have a set of homogeneous spectra.

2.2.2. Southern hemisphere

Southern HAeBe stars of our sample were observed with the CES (Coudé Échelle spectrograph) fed by the 1.4m CAT telescope (La Silla Observatory, Chile). Most of the observations were made under remote control from the ESO headquarter

in Garching bei München. From December 1994 to October 1995, the short camera configuration and the CCD #9 was used. Then we used the long camera and the new CCD #38 allowing a larger ($\approx 60\text{ Å}$) spectral coverage in the Li I 6 708 Å region. The resolving power was set to 60 000. Typical integration time was 1–1.5 hour, the rectangular slit dimensions were ranging from $5\text{--}10'' \times 1\text{--}2''$. The data reduction procedure was identical to the one followed for the AURÉLIE data (except that the 2D- spectra were averaged perpendicularly to the dispersion).

The time distribution of the observations is a combination of high-frequency coverage (less than few days) and low-frequency coverage (greater than 1 year) over the final 3 yr. The Table 1 presents the observed stars.

Note: given the slit/fiber sizes and the extreme seeing values during the various observations ($0.7\text{--}2''$), we estimate that a binary separated by less than $1.5''$ has been observed while integrating the flux from both components: such a system is thus considered "as a single target" in our spectroscopic observations. On the other hand, the primary HAeBe (brightest component in V) of a visual binary with separation greater than $1.5''$ was independently observed (i.e. without integrating the flux of its companion), when seeing conditions allowed it.

Table 1. Journal of the observations: spectral type is taken from SIMBAD

name	R.A. (eq. 2000)	Dec.	<i>m</i> <i>v</i>	spectral type	JD	instrument	central λ (Å)	exposure time (seconds)
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449779.35	AURÉLIE	5450	7200
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449649.73	CES	5885	3600
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449781.37	AURÉLIE	5885	10800
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2450089.52	CES	6395	5400
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449698.63	CES	6695	5400
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449777.32	AURÉLIE	6695	9000
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449780.43	AURÉLIE	6695	7800
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2450020.56	AURÉLIE	6695	5400
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2450020.62	AURÉLIE	6695	3826
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2450823.59	CES	6695	1100
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449673.48	ÉLODIE	3900–6800	3600
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449676.51	ÉLODIE	3900–6800	4500
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449768.44	ÉLODIE	3900–6800	5400
HK Ori	05 31 28.00	+12 09 12.0	11.00	A4pevar	2449968.65	ÉLODIE	3900–6800	1200
RY Ori	05 32 09.00	-02 49 48.0	10.00	F6	2449648.70	CES	5885	3600
RY Ori	05 32 09.00	-02 49 48.0	10.00	F6	2449649.69	CES	5885	3600
RY Ori	05 32 09.00	-02 49 48.0	10.00	F6	2450089.59	CES	5885	5400
RY Ori	05 32 09.00	-02 49 48.0	10.00	F6	2449647.75	CES	6695	3600
RY Ori	05 32 09.00	-02 49 48.0	10.00	F6	2449649.81	CES	6695	6300
RY Ori	05 32 09.00	-02 49 48.0	10.00	F6	2450013.76	CES	6695	6300
RY Ori	05 32 09.00	-02 49 48.0	10.00	F6	2450018.51	AURÉLIE	6695	10800
RY Ori	05 32 09.00	-02 49 48.0	10.00	F6	2450087.53	CES	6695	5400
RY Ori	05 32 09.00	-02 49 48.0	10.00	F6	2449673.56	ÉLODIE	3900–6800	4200
HD 245185	05 35 09.49	+10 01 51.6	9.93	A5	2449779.27	AURÉLIE	6300	5400
HD 245185	05 35 09.49	+10 01 51.6	9.93	A5	2449675.56	ÉLODIE	3900–6800	4500
HD 245185	05 35 09.49	+10 01 51.6	9.93	A5	2449769.29	ÉLODIE	3900–6800	4500
V361 Ori	05 35 31.30	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449590.64	ÉLODIE	3900–6800	1200
V361 Ori	05 35 31.30	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449673.45	ÉLODIE	3900–6800	1200
V361 Ori	05 35 31.30	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449767.30	ÉLODIE	3900–6800	3600
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449781.27	AURÉLIE	4475	7200
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2450088.62	CES	5885	2700
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449648.76	CES	5895	1800
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2450017.68	AURÉLIE	6400	1850
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449570.88	CES	6695	1400
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449647.69	CES	6695	1200
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449648.80	CES	6695	1800
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449696.57	CES	6695	1200
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2449777.27	AURÉLIE	6695	3600
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2450012.70	CES	6695	3600
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2450013.67	CES	6695	3600
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2450017.63	AURÉLIE	6695	3300
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2450088.54	CES	6695	3600
V361 Ori	05 35 31.33	-05 25 15.6	8.24	B4V	2450822.60	CES	6695	4500
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2450822.55	CES	5885	3600
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2449569.89	CES	6695	3600
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2449647.70	CES	6695	3600
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2449696.63	CES	6695	3600
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2450012.74	CES	6695	3600
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2450285.93	CES	6695	2080
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2449698.56	CES	6720	4500
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2450822.51	CES	6955	3600
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2449673.52	ÉLODIE	3900–6800	2700
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2449675.46	ÉLODIE	3900–6800	3600
T Ori	05 35 50.00	-05 28 42.0	9.50	A3V	2449767.35	ÉLODIE	3900–6800	4500
V380 Ori	05 36 25.31	-06 42 57.1	9.96	A0	2449696.73	CES	6695	3600
V380 Ori	05 36 25.31	-06 42 57.1	9.96	A0	2450823.61	CES	6695	3600
V380 Ori	05 36 25.31	-06 42 57.1	9.96	A0	2449593.64	ÉLODIE	3900–6800	2100
V380 Ori	05 36 25.31	-06 42 57.1	9.96	A0	2449674.48	ÉLODIE	3900–6800	5400
V380 Ori	05 36 25.31	-06 42 57.1	9.96	A0	2449767.41	ÉLODIE	3900–6800	5400
V586 Ori	05 36 59.19	-06 09 15.7	9.60	A2V	2449696.68	CES	6695	3600
V586 Ori	05 36 59.19	-06 09 15.7	9.60	A2V	2450821.52	CES	6695	4500
BF Ori	05 37 11.40	-06 35 00.0	10.30	A5IIIevar	2450119.31	AURÉLIE	6695	5400
BF Ori	05 37 11.40	-06 35 00.0	10.30	A5IIIevar	2450821.60	CES	6695	5400
HD 250550	06 01 59.93	+16 30 57.1	9.10	A0	2449674.63	ÉLODIE	3900–6800	3600
HD 250550	06 01 59.93	+16 30 57.1	9.10	A0	2449675.61	ÉLODIE	3900–6800	2700
HD 250550	06 01 59.93	+16 30 57.1	9.10	A0	2449768.49	ÉLODIE	3900–6800	3600
HD 45677	06 28 17.40	-13 03 10.0	7.55	Bpshe	2449647.80	CES	6695	1200
HD 45677	06 28 17.40	-13 03 10.0	7.55	Bpshe	2450821.57	CES	6695	1800

Table 1. continued

name	R.A. (eq. 2000)	Dec.	<i>m</i> _V	spectral type	JD	instrument	central λ (Å)	exposure time (seconds)
LKHA 215	06 32 41.73	+10 09 34.2	10.60	B7.5e	2449778.27	AURÉLIE	6695	5400
LKHA 215	06 32 41.73	+10 09 34.2	10.60	B7.5e	2450119.38	AURÉLIE	6695	5400
LKHA 215	06 32 41.73	+10 09 34.2	10.60	B7.5e	2450119.44	AURÉLIE	6695	5400
LKHA 215	06 32 41.73	+10 09 34.2	10.60	B7.5e	2449673.62	ÉLODIE	3900–6800	1000
LKHA 215	06 32 41.73	+10 09 34.2	10.60	B7.5e	2449675.66	ÉLODIE	3900–6800	5400
LKHA 215	06 32 41.73	+10 09 34.2	10.60	B7.5e	2449767.48	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 147	06 33 05.13	+10 19 20.0	8.74	B6pe	2450117.33	AURÉLIE	6695	5400
MWC 147	06 33 05.13	+10 19 20.0	8.74	B6pe	2450117.53	AURÉLIE	6695	3600
MWC 147	06 33 05.13	+10 19 20.0	8.74	B6pe	2449674.59	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 147	06 33 05.13	+10 19 20.0	8.74	B6pe	2449767.54	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 147	06 33 05.13	+10 19 20.0	8.74	B6pe	2450154.47	ÉLODIE	3900–6800	2020
HD 50138	06 51 33.34	-06 57 59.9	6.67	B9	2450087.68	CES	5885	1800
HD 50138	06 51 33.34	-06 57 59.9	6.67	B9	2450088.72	CES	6395	1800
HD 50138	06 51 33.34	-06 57 59.9	6.67	B9	2450087.71	CES	6563	900
HD 50138	06 51 33.34	-06 57 59.9	6.67	B9	2449647.79	CES	6695	600
HD 50138	06 51 33.34	-06 57 59.9	6.67	B9	2449822.46	CES	6695	2700
HD 50138	06 51 33.34	-06 57 59.9	6.67	B9	2450087.65	CES	6695	2700
HD 50138	06 51 33.34	-06 57 59.9	6.67	B9	2449674.71	ÉLODIE	3900–6800	2000
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450087.74	CES	5885	1800
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450088.74	CES	5885	1800
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450014.80	CES	6395	3600
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450018.68	AURÉLIE	6395	1800
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450088.69	CES	6395	1800
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450087.72	CES	6563	1200
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2449696.82	CES	6695	2700
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2449697.79	CES	6695	3600
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2449698.70	CES	6695	3600
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2449698.84	CES	6695	2441
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2449821.48	CES	6695	3600
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450012.78	CES	6695	3000
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450013.73	CES	6695	2400
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450014.75	CES	6695	3600
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450017.57	AURÉLIE	6695	3600
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450018.64	AURÉLIE	6695	2700
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450020.68	AURÉLIE	6695	2400
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450087.62	CES	6695	2700
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450088.66	CES	6695	2700
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450089.65	CES	6695	1800
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450119.52	AURÉLIE	6695	2700
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450589.44	CES	6695	1800
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450821.69	CES	6695	1800
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450823.69	CES	6695	1800
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2449674.67	ÉLODIE	3900–6800	2700
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2449769.42	ÉLODIE	3900–6800	2205
GU CMa	07 01 49.40	-11 18 03.5	6.58	B2Vne	2450154.28	ÉLODIE	3900–6800	1800
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449477.49	CES	5885	1500
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449648.75	CES	5885	900
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449475.46	CES	6695	1800
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449476.50	CES	6695	1500
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449647.82	CES	6695	4200
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449648.86	CES	6695	1640
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449696.60	CES	6695	1800
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449777.44	AURÉLIE	6695	5400
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449821.52	CES	6695	3600
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2450087.76	CES	6695	1800
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2450089.69	CES	6695	2700
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2450589.46	CES	6695	1800
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2450821.67	CES	6695	1800
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2450822.73	CES	6695	1800
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449673.60	ÉLODIE	3900–6800	1200
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449676.71	ÉLODIE	3900–6800	600
HD 53367	07 04 25.46	-10 27 16.7	6.94	B0IVe	2449769.45	ÉLODIE	3900–6800	1800
NX Pup	07 19 28.20	-44 35 10.0	9.80	A0	2449475.49	CES	6695	3600
NX Pup	07 19 28.20	-44 35 10.0	9.80	A0	2449696.78	CES	6695	3600
NX Pup	07 19 28.20	-44 35 10.0	9.80	A0	2449698.75	CES	6695	3600
NX Pup	07 19 28.20	-44 35 10.0	9.80	A0	2450823.65	CES	6695	3600
HEN 3-225	08 55 08.60	-43 28 00.2	8.02	B2Vn	2449698.80	CES	6695	2700
HEN 3-225	08 55 08.60	-43 28 00.2	8.02	B2Vn	2449822.55	CES	6695	3600
HEN 3-225	08 55 08.60	-43 28 00.2	8.02	B2Vn	2450087.80	CES	6695	1500
HEN 3-225	08 55 08.60	-43 28 00.2	8.02	B2Vn	2450089.77	CES	6695	3600
HEN 3-225	08 55 08.60	-43 28 00.2	8.02	B2Vn	2450823.76	CES	6695	3600
HEN 3-225	08 55 08.60	-43 28 00.2	8.02	B2Vn	2450588.44	CES	6955	3600
HEN 3-331	09 50 28.60	-60 58 02.9	8.58	B5Vne	2449821.57	CES	6695	3600
HEN 3-331	09 50 28.60	-60 58 02.9	8.58	B5Vne	2450088.77	CES	6695	3600

Table 1. continued

name	R.A. (eq. 2000)	Dec.	<i>m_v</i>	spectral type	JD	instrument	central λ (Å)	exposure time (seconds)
HEN 3-331	09 50 28.60	-60 58 02.9	8.58	B5Vne	2450089.72	CES	6695	3600
HEN 3-331	09 50 28.60	-60 58 02.9	8.58	B5Vne	2450821.71	CES	6695	3600
HD 94509	10 53 27.29	-58 25 24.4	9.08	A0Ib	2449822.53	CES	6695	3600
HD 94509	10 53 27.29	-58 25 24.4	9.08	A0Ib	2450588.47	CES	6695	3600
HD 94509	10 53 27.29	-58 25 24.4	9.08	A0Ib	2450821.75	CES	6695	3600
HD 94509	10 53 27.29	-58 25 24.4	9.08	A0Ib	2450822.75	CES	6695	3600
HD 94509	10 53 27.29	-58 25 24.4	9.08	A0Ib	2450823.72	CES	6695	3600
HEN 3-554	11 01 57.65	-71 30 49.6	8.20	A1/A2	2449822.60	CES	6695	4500
HEN 3-554	11 01 57.65	-71 30 49.6	8.20	A1/A2	2450589.52	CES	6695	3600
HEN 3-554	11 01 57.65	-71 30 49.6	8.20	A1/A2	2450823.82	CES	6695	3600
HD 97048	11 08 04.60	-77 39 17.0	8.45	A0pshe	2449477.60	CES	6563	1500
HD 97048	11 08 04.60	-77 39 17.0	8.45	A0pshe	2449476.54	CES	6695	2700
HD 97048	11 08 04.60	-77 39 17.0	8.45	A0pshe	2450589.48	CES	6955	3600
HD 97048	11 08 04.60	-77 39 17.0	8.45	A0pshe	2450821.80	CES	6955	3600
HD 97300	11 09 50.54	-76 36 47.0	8.90	B9V	2449475.54	CES	6695	3600
HEN 3-644	11 22 31.74	-53 22 11.7	6.70	B9Ve	2449821.61	CES	6695	2700
HEN 3-644	11 22 31.74	-53 22 11.7	6.70	B9Ve	2450588.52	CES	6695	1800
HEN 3-644	11 22 31.74	-53 22 11.7	6.70	B9Ve	2450822.84	CES	6695	1200
HEN 3-672	11 33 25.64	-70 11 41.6	6.80	B9Vne	2450821.84	CES	6955	1500
HEN 3-692	11 39 44.47	-60 10 26.6	9.20	B9.5V	2450822.80	CES	6695	3600
T Cha	11 57 16.00	-79 21 48.0	10.00	F5	2449477.87	CES	6563	3000
T Cha	11 57 16.00	-79 21 48.0	10.00	F5	2449475.59	CES	6695	3600
T Cha	11 57 16.00	-79 21 48.0	10.00	F5	2449476.60	CES	6695	6000
T Cha	11 57 16.00	-79 21 48.0	10.00	F5	2449821.75	CES	6695	5400
T Cha	11 57 16.00	-79 21 48.0	10.00	F5	2449822.67	CES	6720	5400
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449925.47	CES	5885	3600
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449926.46	CES	5885	3600
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449822.74	CES	6563	3600
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449822.79	CES	6563	3600
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449902.45	CES	6563	4500
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449902.51	CES	6563	4500
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2450285.45	CES	6563	3600
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2450285.53	CES	6563	3300
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2450589.57	CES	6563	2400
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2450658.44	CES	6563	3600
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449821.67	CES	6695	3600
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449821.72	CES	6695	3600
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449901.45	CES	6695	4500
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449901.51	CES	6695	4500
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449922.52	CES	6695	3600
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2450588.54	CES	6695	3600
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2450588.59	CES	6695	3600
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449927.46	CES	7774	3600
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2449927.50	CES	7774	3600
HER 4636 N	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2450588.63	CES	8542	3600
HER 4636 S	13 57 43.00	-39 58 45.0	9.70	B	2450588.68	CES	8542	3600
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449777.56	AURÉLIE	3934	3600
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2450117.64	AURÉLIE	3934	2700
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449902.57	CES	6695	1800
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449492.35	ÉLODIE	3900–6800	900
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449493.43	ÉLODIE	3900–6800	1200
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449767.60	ÉLODIE	3900–6800	2700
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449769.64	ÉLODIE	3900–6800	1250
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449770.60	ÉLODIE	3900–6800	941
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449770.62	ÉLODIE	3900–6800	675
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449875.36	ÉLODIE	3900–6800	1800
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449876.36	ÉLODIE	3900–6800	1800
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449877.37	ÉLODIE	3900–6800	1800
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449878.40	ÉLODIE	3900–6800	1800
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449879.42	ÉLODIE	3900–6800	1800
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2449880.36	ÉLODIE	3900–6800	1095
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2450154.53	ÉLODIE	3900–6800	2700
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2450155.57	ÉLODIE	3900–6800	3278
HD 141569	15 49 57.67	-03 55 15.3	7.00	B9	2450633.39	ÉLODIE	3900–6800	1800
HEN 3-1141	16 06 57.96	-27 43 08.6	8.00	A9/FOV	2449902.61	CES	6300	1800
HEN 3-1141	16 06 57.96	-27 43 08.6	8.00	A9/FOV	2449900.57	CES	6695	2700
HEN 3-1141	16 06 57.96	-27 43 08.6	8.00	A9/FOV	2450589.66	CES	6695	3600
HEN 3-1141	16 06 57.96	-27 43 08.6	8.00	A9/FOV	2450635.36	ÉLODIE	3900–6800	2700
HR 5999	16 08 34.17	-39 06 17.4	7.05	A7Ive	2449903.48	CES	6300	3600
HR 5999	16 08 34.17	-39 06 17.4	7.05	A7Ive	2450588.72	CES	6695	1800
MWC 863	16 40 17.83	-23 53 44.1	8.78	A1V	2449902.63	CES	6300	2400
MWC 863	16 40 17.83	-23 53 44.1	8.78	A1V	2449822.83	CES	6695	3600
MWC 863	16 40 17.83	-23 53 44.1	8.78	A1V	2449900.66	CES	6695	3600
MWC 863	16 40 17.83	-23 53 44.1	8.78	A1V	2450588.80	CES	6955	3600

Table 1. continued

name	R.A. (eq. 2000)	Dec.	m _v	spectral type	JD	instrument	central λ (Å)	exposure time (seconds)
MWC 863	16 40 17.83	-23 53 44.1	8.78	A1V	2449950.35	ÉLODIE	3900–6800	2700
MWC 863	16 40 17.83	-23 53 44.1	8.78	A1V	2450633.43	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 863	16 40 17.83	-23 53 44.1	8.78	A1V	2450637.39	ÉLODIE	3900–6800	3600
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449777.60	AURÉLIE	3934	600
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449903.54	CES	6300	2560
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449777.68	AURÉLIE	6695	900
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2450118.66	AURÉLIE	6695	300
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2450118.66	AURÉLIE	6695	600
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449492.45	ÉLODIE	3900–6800	300
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449493.41	ÉLODIE	3900–6800	300
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449590.35	ÉLODIE	3900–6800	300
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449767.67	ÉLODIE	3900–6800	900
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449875.39	ÉLODIE	3900–6800	1800
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449876.40	ÉLODIE	3900–6800	711
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2449878.42	ÉLODIE	3900–6800	1200
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2450154.59	ÉLODIE	3900–6800	1800
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2450291.33	ÉLODIE	3900–6800	300
HD 158352	17 28 49.78	+00 19 48.8	5.44	A8V	2450633.46	ÉLODIE	3900–6800	300
MWC 275	17 56 21.26	-21 57 19.5	6.85	A1V	2449903.68	CES	6563	3600
MWC 275	17 56 21.26	-21 57 19.5	6.90	A1V	2449821.87	CES	6695	1500
MWC 275	17 56 21.26	-21 57 19.5	6.85	A1V	2449903.63	CES	6695	3600
MWC 275	17 56 21.26	-21 57 19.5	6.85	A1V	2450635.39	ÉLODIE	3900–6800	1800
MWC 925	18 24 29.69	-29 46 48.2	8.13	B9V	2449900.71	CES	6695	3600
MWC 930	18 26 25.10	-07 13 18.0	11.00	Be	2449590.38	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 930	18 26 25.10	-07 13 18.0	11.00	Be	2449876.47	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 930	18 26 25.10	-07 13 18.0	11.00	Be	2449952.46	ÉLODIE	3900–6800	5400
VV Ser	18 28 49.00	+00 08 48.0	11.00	A2e	2449590.43	ÉLODIE	3900–6800	3600
VV Ser	18 28 49.00	+00 08 48.0	11.00	A2e	2449875.43	ÉLODIE	3900–6800	3600
VV Ser	18 28 49.00	+00 08 48.0	11.00	A2e	2449950.47	ÉLODIE	3900–6800	5400
VV Ser	18 28 49.00	+00 08 48.0	11.00	A2e	2450291.42	ÉLODIE	3900–6800	5622
VV Ser	18 28 49.00	+00 08 48.0	11.00	A2e	2450635.44	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 300	18 29 26.00	-06 04 48.0	10.50	Be	2449493.52	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 300	18 29 26.00	-06 04 48.0	10.50	Be	2449591.38	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 300	18 29 26.00	-06 04 48.0	10.50	Be	2449875.49	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 300	18 29 26.00	-06 04 48.0	10.50	Be	2449879.47	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 300	18 29 26.00	-06 04 48.0	10.50	Be	2450293.38	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 300	18 29 26.00	-06 04 48.0	10.50	Be	2450633.51	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 300	18 29 26.00	-06 04 48.0	10.50	Be	2450636.41	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 953	18 43 28.30	-03 46 17.0	10.85		2449878.46	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 953	18 43 28.30	-03 46 17.0	10.85		2449950.40	ÉLODIE	3900–6800	5400
AS 321	18 47 06.00	-11 41 00.0	9.00	e	2449493.56	ÉLODIE	3900–6800	2700
AS 321	18 47 06.00	-11 41 00.0	9.00	e	2449593.33	ÉLODIE	3900–6800	3600
AS 321	18 47 06.00	-11 41 00.0	9.00	e	2449875.55	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 614	19 11 11.15	+15 47 16.6	7.20	B9	2449777.63	AURÉLIE	3934	3600
MWC 614	19 11 11.15	+15 47 16.6	7.20	B9	2449821.90	CES	6695	3000
MWC 614	19 11 11.15	+15 47 16.6	7.20	B9	2449592.31	ÉLODIE	3900–6800	1800
MWC 614	19 11 11.15	+15 47 16.6	7.20	B9	2449767.70	ÉLODIE	3900–6800	1500
MWC 614	19 11 11.15	+15 47 16.6	7.20	B9	2449878.58	ÉLODIE	3900–6800	2700
MWC 614	19 11 11.15	+15 47 16.6	7.20	B9	2449948.37	ÉLODIE	3900–6800	2700
MWC 614	19 11 11.15	+15 47 16.6	7.20	B9	2450154.69	ÉLODIE	3900–6800	1800
MWC 614	19 11 11.15	+15 47 16.6	7.20	B9	2450636.46	ÉLODIE	3900–6800	1800
MWC 314	19 21 34.40	+14 52 52.0	9.89	B	2449593.37	ÉLODIE	3900–6800	3000
MWC 314	19 21 34.40	+14 52 52.0	9.89	B	2449876.55	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 314	19 21 34.40	+14 52 52.0	9.89	B	2449949.44	ÉLODIE	3900–6800	3600
WW Vul	19 26 00.00	+21 12 30.0	10.60	A3	2449591.46	ÉLODIE	3900–6800	3600
WW Vul	19 26 00.00	+21 12 30.0	10.60	A3	2449769.68	ÉLODIE	3900–6800	3031
WW Vul	19 26 00.00	+21 12 30.0	10.60	A3	2449879.53	ÉLODIE	3900–6800	5400
WW Vul	19 26 00.00	+21 12 30.0	10.60	A3	2449950.55	ÉLODIE	3900–6800	5400
WW Vul	19 26 00.00	+21 12 30.0	10.60	A3	2450154.64	ÉLODIE	3900–6800	5400
WW Vul	19 26 00.00	+21 12 30.0	10.60	A3	2450633.56	ÉLODIE	3900–6800	2700
WW Vul	19 26 00.00	+21 12 30.0	10.60	A3	2450635.51	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 623	19 56 31.70	+31 06 16.0	10.50	Be	2449781.63	AURÉLIE	5885	6000
MWC 623	19 56 31.70	+31 06 16.0	10.50	Be	2449780.65	AURÉLIE	6695	4600
MWC 623	19 56 31.70	+31 06 16.0	10.50	Be	2449594.36	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 623	19 56 31.70	+31 06 16.0	10.50	Be	2449677.26	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 623	19 56 31.70	+31 06 16.0	10.50	Be	2449941.47	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 623	19 56 31.70	+31 06 16.0	10.50	Be	2449952.53	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 623	19 56 31.70	+31 06 16.0	10.50	Be	2450293.47	ÉLODIE	3900–6800	5400
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2449598.29	AURÉLIE	4475	7200
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2449599.35	AURÉLIE	7774	4500
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2449599.43	AURÉLIE	8542	5400
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2449591.42	ÉLODIE	3900–6800	2700
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2449673.26	ÉLODIE	3900–6800	2700
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2449948.40	ÉLODIE	3900–6800	1800

Table 1. continued

name	R.A. (eq. 2000)	Dec.	<i>m</i> _v	spectral type	JD	instrument	central λ (Å)	exposure time (seconds)
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2450155.68	ÉLODIE	3900–6800	3600
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2450291.52	ÉLODIE	3900–6800	730
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2450292.49	ÉLODIE	3900–6800	2700
HD 190073	20 03 02.40	+05 44 17.4	7.88	Ape	2450636.48	ÉLODIE	3900–6800	2700
BD+40 4124	20 20 28.10	+41 21 53.0	10.00	B2	2449590.49	ÉLODIE	3900–6800	3600
BD+40 4124	20 20 28.10	+41 21 53.0	10.00	B2	2449880.56	ÉLODIE	3900–6800	5400
BD+40 4124	20 20 28.10	+41 21 53.0	10.00	B2	2449950.62	ÉLODIE	3900–6800	5400
BD+40 4124	20 20 28.10	+41 21 53.0	10.00	B2	2450637.45	ÉLODIE	3900–6800	5400
BD+40 4124	20 20 28.10	+41 21 53.0	10.00	B2	2450638.40	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 342	20 23 03.60	+39 29 51.0	10.56	Be	2449594.40	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 342	20 23 03.60	+39 29 51.0	10.50	Be	2449677.31	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 342	20 23 03.60	+39 29 51.0	10.50	Be	2449948.44	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 1021	20 29 24.00	+41 40 00.0	11.00	Be	2449594.46	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 1021	20 29 24.00	+41 40 00.0	11.00	Be	2449948.50	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 1021	20 29 24.00	+41 40 00.0	11.00	Be	2450295.47	ÉLODIE	3900–6800	5400
AS 442	20 47 42.00	+43 46 00.0	10.00	B8e	2449590.52	ÉLODIE	3900–6800	5400
AS 442	20 47 42.00	+43 46 00.0	10.00	B8e	2449674.30	ÉLODIE	3900–6800	3600
AS 442	20 47 42.00	+43 46 00.0	10.00	B8e	2449677.35	ÉLODIE	3900–6800	2700
AS 442	20 47 42.00	+43 46 00.0	10.00	B8e	2449939.41	ÉLODIE	3900–6800	3600
AS 442	20 47 42.00	+43 46 00.0	10.00	B8e	2449952.60	ÉLODIE	3900–6800	5400
AS 442	20 47 42.00	+43 46 00.0	10.00	B8e	2450637.51	ÉLODIE	3900–6800	5400
AS 442	20 47 42.00	+43 46 00.0	10.00	B8e	2450638.48	ÉLODIE	3900–6800	600
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2449647.64	CES	5885	1200
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2449902.87	CES	6300	1800
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2450013.61	CES	6395	900
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2449903.78	CES	6563	2400
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2450285.82	CES	6563	3600
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2449570.83	CES	6695	900
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2449647.62	CES	6695	900
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2449902.82	CES	6695	1800
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2450012.53	CES	6695	900
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2450013.59	CES	6695	900
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2450284.85	CES	6695	3600
HD 199603	20 58 41.97	-14 28 57.8	6.01	A9V	2450636.51	ÉLODIE	3900–6800	600
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449597.40	AURÉLIE	4475	3600
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449778.51	AURÉLIE	6300	3600
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2450017.36	AURÉLIE	6400	3680
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2450017.25	AURÉLIE	6695	2877
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449599.30	AURÉLIE	7774	3600
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449599.51	AURÉLIE	8542	4500
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449591.62	ÉLODIE	3900–6800	1800
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449595.44	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449675.36	ÉLODIE	3900–6800	1800
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449875.59	ÉLODIE	3900–6800	1800
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449940.53	ÉLODIE	3900–6800	875
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2449968.40	ÉLODIE	3900–6800	300
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2450293.60	ÉLODIE	3900–6800	1592
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2450635.55	ÉLODIE	3900–6800	1800
MWC 361	21 01 36.76	+68 09 48.1	7.42	B2Ve	2450638.50	ÉLODIE	3900–6800	1800
HD 203024	21 16 02.90	+68 54 51.5	8.80	A	2449592.39	ÉLODIE	3900–6800	2700
HD 203024	21 16 02.90	+68 54 51.5	8.80	A	2449592.58	ÉLODIE	3900–6800	2700
HD 203024	21 16 02.90	+68 54 51.5	8.80	A	2449675.39	ÉLODIE	3900–6800	2200
HD 203024	21 16 02.90	+68 54 51.5	8.80	A	2449879.59	ÉLODIE	3900–6800	3600
HD 203024	21 16 02.90	+68 54 51.5	8.80	A	2449941.64	ÉLODIE	3900–6800	2677
HD 203024	21 16 02.90	+68 54 51.5	8.80	A	2449968.42	ÉLODIE	3900–6800	480
HD 203024	21 16 02.90	+68 54 51.5	8.80	A	2449968.44	ÉLODIE	3900–6800	1200
HD 203024	21 16 02.93	+68 54 51.5	8.80	A	2449598.54	AURÉLIE	3934	5400
HD 203024	21 16 02.93	+68 54 51.5	8.80	A	2449781.53	AURÉLIE	3934	7200
HD 203024	21 16 02.93	+68 54 51.5	8.80	A	2449780.55	AURÉLIE	6695	7200
HD 203024	21 16 02.93	+68 54 51.5	8.80	A	2450118.60	AURÉLIE	6695	3600
HD 203024	21 16 02.93	+68 54 51.5	8.80	A	2450635.58	ÉLODIE	3900–6800	3000
MWC 1044	21 21 27.38	+50 59 47.6	10.20	A0	2449594.52	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 1044	21 21 27.38	+50 59 47.6	10.20	A0	2449674.25	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 1044	21 21 27.38	+50 59 47.6	10.20	A0	2449949.49	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 1044	21 21 27.38	+50 59 47.6	10.20	A0	2449968.48	ÉLODIE	3900–6800	3600
V361 Cep	21 42 48.00	+66 07 00.0	10.17	B2nne	2449593.55	ÉLODIE	3900–6800	3600
V361 Cep	21 42 48.00	+66 07 00.0	10.17	B2nne	2449941.54	ÉLODIE	3900–6800	3600
V361 Cep	21 42 48.00	+66 07 00.0	10.17	B2nne	2450292.55	ÉLODIE	3900–6800	4235
V361 Cep	21 42 48.00	+66 07 00.0	10.17	B2nne	2450636.56	ÉLODIE	3900–6800	5400
BD+46 3471	21 52 34.00	+47 13 43.0	10.08	B9.5Ve	2449592.35	ÉLODIE	3900–6800	3600
BD+46 3471	21 52 34.00	+47 13 43.0	10.08	B9.5Ve	2449673.36	ÉLODIE	3900–6800	3600
BD+46 3471	21 52 34.00	+47 13 43.0	10.08	B9.5Ve	2449948.55	ÉLODIE	3900–6800	3600
BD+46 3471	21 52 34.00	+47 13 43.0	10.08	B9.5Ve	2450638.53	ÉLODIE	3900–6800	3600
BH Cep	22 01 42.00	+69 44 48.0	11.50	F5IV	2449939.60	ÉLODIE	3900–6800	3960

Table 1. *continued*

name	R.A.	Dec.	m_V	spectral type	JD	instrument	central λ (Å)	exposure time (seconds)
	(eq. 2000)							
BH Cep	22 01 42.00	+69 44 48.0	11.50	F5IV	2450293.54	ÉLODIE	3900–6800	5400
BH Cep	22 01 42.00	+69 44 48.0	11.50	F5IV	2450637.58	ÉLODIE	3900–6800	5400
SV Cep	22 21 33.00	+73 40 24.0	11.00	A	2449674.35	ÉLODIE	3900–6800	5400
SV Cep	22 21 33.00	+73 40 24.0	11.00	A	2449948.61	ÉLODIE	3900–6800	5400
SV Cep	22 21 33.00	+73 40 24.0	11.00	A	2450295.56	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 655	22 38 31.74	+55 50 05.6	9.48	B1IVpe	2449598.61	AURÉLIE	3934	5000
MWC 655	22 38 31.74	+55 50 05.6	9.48	B1IVpe	2449778.58	AURÉLIE	6300	5400
MWC 655	22 38 31.74	+55 50 05.6	9.48	B1IVpe	2450019.24	AURÉLIE	6695	7200
MWC 655	22 38 31.74	+55 50 05.6	9.48	B1IVpe	2449592.45	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 655	22 38 31.74	+55 50 05.6	9.48	B1IVpe	2449675.43	ÉLODIE	3900–6800	4500
MWC 655	22 38 31.74	+55 50 05.6	9.48	B1IVpe	2449939.55	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 655	22 38 31.74	+55 50 05.6	9.48	B1IVpe	2449968.57	ÉLODIE	3900–6800	1800
MWC 657	22 42 42.10	+60 24 01.0	9.90	Be	2450019.33	AURÉLIE	6695	5579
MWC 657	22 42 42.10	+60 24 01.0	9.90	Be	2449592.58	ÉLODIE	3900–6800	2000
MWC 657	22 42 42.10	+60 24 01.0	9.90	Be	2449941.59	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 1072	22 47 49.58	+58 08 49.4	10.19	B4	2449593.60	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 1072	22 47 49.58	+58 08 49.4	10.19	B4	2449949.53	ÉLODIE	3900–6800	3600
IL Cep	22 53 15.43	+62 08 44.5	9.29	B2IVne	2449778.66	AURÉLIE	6300	3000
IL Cep	22 53 15.43	+62 08 44.5	9.29	B2IVne	2450018.27	AURÉLIE	6695	7200
IL Cep	22 53 15.43	+62 08 44.5	9.29	B2IVne	2450020.30	AURÉLIE	6695	7200
IL Cep	22 53 15.43	+62 08 44.5	9.29	B2IVne	2449592.43	ÉLODIE	3900–6800	3600
IL Cep	22 53 15.43	+62 08 44.5	9.29	B2IVne	2449939.51	ÉLODIE	3900–6800	3600
IL Cep	22 53 15.43	+62 08 44.5	9.29	B2IVne	2450638.58	ÉLODIE	3900–6800	3600
BHJ 71	23 05 10.00	+62 15 48.0	10.57	B4e	2449598.39	AURÉLIE	4475	10800
BHJ 71	23 05 10.00	+62 15 48.0	10.57	B4e	2450018.37	AURÉLIE	6695	10800
BHJ 71	23 05 10.00	+62 15 48.0	10.57	B4e	2450020.46	AURÉLIE	6695	3600
BHJ 71	23 05 10.00	+62 15 48.0	10.57	B4e	2450020.51	AURÉLIE	6695	3600
BHJ 71	23 05 10.00	+62 15 48.0	10.57	B4e	2449592.54	ÉLODIE	3900–6800	3600
BHJ 71	23 05 10.00	+62 15 48.0	10.57	B4e	2449673.30	ÉLODIE	3900–6800	3600
BHJ 71	23 05 10.00	+62 15 48.0	10.57	B4e	2449939.46	ÉLODIE	3900–6800	3600
MWC 1080	23 17 26.00	+60 50 43.0	11.58	B0	2449594.58	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 1080	23 17 26.00	+60 50 43.0	11.58	B0	2449676.45	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 1080	23 17 26.00	+60 50 43.0	11.58	B0	2449949.59	ÉLODIE	3900–6800	5400
MWC 1080	23 17 26.00	+60 50 43.0	11.58	B0	2449953.58	ÉLODIE	3900–6800	5400

2.3. Spectral analysis

We present here the two methods used to spectroscopically identify a HAeBe binary star.

2.3.1. Search for Li I 6 708 Å absorption

Martin (1994) quantitatively showed that the Li I 6 707.8 Å resonance doublet can be used to detect T Tauri companions of HAeBe stars. Indeed, in hot intermediate-mass stars, the Li I absorption line, extremely weak, is not detected, whereas in lower mass stars, Li I is detected (see Walter et al. 1988; Duncan and Rebull 1996; Jones et al. 1996). If the spectroscopic signature of this element is present in the spectrum of a HAeBe star, it reveals then the presence of a young lower mass and cooler companion.

2.3.2. Search for radial velocity variations

In order to monitor the radial velocity (V_{rad}) variations, we mainly used the He I 5 876 and 6 678, Na I 5 890 and 5 895, Si II 6 347 and 6 371 Å lines. The center of the lines was measured by fitting simple Gaussian functions: the errors of such measurements are of the order of 5 to 10 km s⁻¹, depending on the rotational velocity of the stars and its shape (if emission is also present and affects part of the photospheric line).

Note: although with ÉLODIE on-line cross-correlation spectroscopy is possible, we did not use this option: our stars, hot objects with $7\,000 < T_{\text{eff}} < 30\,000$ K, display few lines in their visible spectrum, usually broadened by rapid rotation. Moreover, some lines may be filled-in by emission and show strong variations from night to night. Obviously, direct cross-correlation spectroscopy, as also proposed by Morse et al. (1991) for early type stars, may not be appropriate for Ae/Be stars.

3. General results

3.1. HAeBe candidates detected as spectroscopic binaries

Table 2 presents the 13 binary systems detected among our main sample, i.e. HAeBe candidates from Table 1 of the catalogue of Thé et al. (1994).

First group of 7 stars in Table 2 were identified as spectroscopic binaries thanks to the detection of the Li I 6 708 Å absorption line. This indicates the presence of a T Tauri companion. Their spectra are shown in Figure 1.

Based on stellar models obtained with ATLAS9 (Kurucz 1993) and with solar metallicity, we computed synthetic spectra with SYNSPEC (Hubeny et al. 1994) for various spectral type (B0, B5, A0, A5, F0, F5, G5 and K5). The spectra are shown in Figure 2 in the Li I 6 708 Å line region (the rotational velocity for each spectrum is $V_{\text{rot}} = 50$ km s⁻¹). The Li I 6 708 Å line, very weak, is not seen in these models (see Gerbaldi et al.

1995; King et al. 1997 for a detailed analysis of the synthetic spectrum of the Li I line in normal A, F and solar type stars).

Note: even if such synthetic spectra are only valid for Main Sequence stars, they help us identifying some interesting features in our HAeBe spectra. Indeed, in addition to the Li I - 6 708 Å line, other absorption lines were found to be indicator of a T Tauri companion. Noticeably, we see in Fig. 2 that the absorption feature at 6 678 Å is firstly identified as the Fe I - 6 677.989 Å line in late-type stars, and then as the He I 6 678.154 Å line when the stellar temperature increases towards earlier-type stars. The Ca I 6 717.681 Å line is seen in late-type stars but not in hotter stars. Thus, the presence in a HAeBe spectrum of the Fe I 6 678 and Ca I 6 718 Å lines, even if harder to detect than the Li I line, are other features that sign the existence of a cooler companion (see the typical case of HK Ori in Fig. 1).

Figure 3 shows the Li I 6 103.65 Å line region for the HAeBe stars with positive Li I 6 708 Å line detection. No evidence of Li I 6 104 Å absorption is seen, due to a blend with stronger Fe I and Ca I lines (see also Dunkin et al. 1997). The metallic lines Ca I 6 102.723 and 6 122.217 Å are absent in spectra of A/B type stars (as shown is the synthetic spectra in Fig. 4), but their presence in our HAeBe spectra (Fig. 3) are also an evidence for a second lower-mass component.

The second group in Table 2 is composed of 6 stars for which strong evidences of radial velocity variations have been recorded. If a radial velocity curve and an orbital period could be proposed from our observations, the star is indicated as SB1 for single-lined spectroscopic binary. Figures 5 to 13 show the spectra of stars with radial velocity variations; velocity measurements are gathered in Table 3. For two stars (HD 53367 and AS 442), tentative radial velocity curves and orbital solutions have been obtained using a modified version of the program from Corporon et al. (1996).

Table 2. HAeBe candidates detected as spectroscopic binaries

Star	Li I line detection	V_{rad} variations	separation ρ_{vis}
HK Ori	Y	N	$0.35''^{a,b}$
V380 Ori	Y	N	$0.15''^{a,b}$
V586 Ori	Y	N	$1.00''^a$
NX Pup (A+B)	Y	N	$0.13''^{a,d}$
HD 203024	Y	N	$0.30''^a$
MWC 863	Y	N	$1.10''^{a,c}$
TY CrA	Y	SB3	
T Ori	N	Y	$7.70''^b$
HD 53367	N	SB1	$0.70''^a$
MWC 300	N	Y	
AS 442	N	SB1	
MWC 361	N	Y	$2.50''^{a,c}$
MWC 1080	N	Y	$0.80''^{a,b,c}$

^a Bouvier et al. 1998 ; ^b Leinert et al. 1997b ; ^c Pirzkal et al. 1997 ;^d Bernacca et al. 1993**Table 3.** HAeBe candidates detected as spectroscopic binaries. Errors are 5 km s^{-1} for HD 53367, MWC 300, AS 442, MWC 361, and 10 km s^{-1} for T Ori, MWC 1080. A symbol “*” indicates a line in emission

Star	JD (-2 400 000)	observed line	V_{rad} (km s^{-1})
T Ori	49673.52	He I 5876	+101.6
T Ori	49673.52	He I 5876 *	+21.2
T Ori	49673.52	Na I 5890	+99.2
T Ori	49673.52	Na I 5896	+95.4
T Ori	49675.47	He I 5876	+85.1
T Ori	49675.47	He I 5876 *	+18.5
T Ori	49675.47	Na I 5890	+79.9
T Ori	49767.35	He I 5876	+87.9
T Ori	49767.35	He I 5876 *	+19.0
T Ori	49767.35	Na I 5890	+83.0
T Ori	49767.35	Na I 5896	+86.3
T Ori	50822.56	He I 5876	+116.4
T Ori	50822.56	He I 5876 *	+75.1
T Ori	50822.56	Na I 5890	+71.5
T Ori	50822.56	Na I 5896	+70.7
HD 53367	49475.46	He I 6678	+25.1
HD 53367	49476.51	He I 6678	+26.6
HD 53367	49477.49	He I 5875	+29.2
HD 53367	49647.83	He I 6678	+29.9
HD 53367	49648.75	He I 5875	+34.6
HD 53367	49673.60	He I 4471	+46.2
HD 53367	49673.60	He I 5875	+49.1
HD 53367	49673.60	He I 6678	+47.1
HD 53367	49676.72	He I 4471	+46.0
HD 53367	49676.72	He I 5875	+52.3
HD 53367	49769.45	He I 4471	+40.0
HD 53367	49769.45	He I 5875	+45.8
HD 53367	49769.45	He I 6678	+44.8
HD 53367	49821.52	He I 6678	+32.3
HD 53367	50087.77	He I 6678	+59.2
HD 53367	50089.69	He I 6678	+56.3
HD 53367	50589.46	He I 6678	+53.4

Table 3. continued

Star	JD (-2 400 000)	observed line	V_{rad} (km s^{-1})
HD 53367	50821.67	He I 6678	+36.0
HD 53367	50822.73	He I 6678	+35.1
MWC 300	49493.52	He I 5875	-36.3
MWC 300	49493.52	He I 6678	-33.9
MWC 300	49493.52	He I 5875 *	+46.4
MWC 300	49493.52	He I 6678 *	+39.5
MWC 300	49591.39	He I 5875	-29.2
MWC 300	49591.39	He I 6678	-32.9
MWC 300	49591.39	He I 5875 *	+49.9
MWC 300	49591.39	He I 6678 *	+45.3
MWC 300	49875.50	He I 5875	-43.9
MWC 300	49875.50	He I 6678	-38.3
MWC 300	49875.50	He I 5875 *	+36.6
MWC 300	49875.50	He I 6678 *	+27.7
MWC 300	49879.47	He I 5875	-57.4
MWC 300	49879.47	He I 6678	-47.0
MWC 300	49879.47	He I 5875 *	+37.0
MWC 300	49879.47	He I 6678 *	+34.0
MWC 300	50293.38	He I 5875	-39.4
MWC 300	50293.38	He I 6678	-29.1
MWC 300	50293.38	He I 5875 *	+42.0
MWC 300	50293.38	He I 6678 *	+32.6
MWC 300	50633.51	He I 5875	-16.7
MWC 300	50633.51	He I 6678	-13.7
MWC 300	50633.51	He I 5875 *	+60.5
MWC 300	50633.51	He I 6678 *	+55.2
MWC 300	50636.42	He I 5875	-25.0
MWC 300	50636.42	He I 6678	-17.0
MWC 300	50636.42	He I 5875 *	+61.1
MWC 300	50636.42	He I 6678 *	+58.4
AS 442	49590.53	Mg II 4481	-30.8
AS 442	49590.53	Si II 6347	-28.8
AS 442	49590.53	Si II 6371	-33.9
AS 442	49674.30	Mg II 4481	-13.2
AS 442	49674.30	Si II 6347	-12.7
AS 442	49674.30	Si II 6371	-15.6
AS 442	49677.36	Mg II 4481	-1.5
AS 442	49677.36	Si II 6347	-5.1
AS 442	49677.36	Si II 6371	-4.1
AS 442	49939.41	Mg II 4481	+3.3
AS 442	49939.41	Si II 6347	+9.3
AS 442	49939.41	Si II 6371	+6.9
AS 442	49952.61	Mg II 4481	+2.6
AS 442	49952.61	Si II 6347	+0.8
AS 442	49952.61	Si II 6371	+5.0
AS 442	50637.52	Mg II 4481	-4.2
AS 442	50637.52	Si II 6347	-8.4
AS 442	50637.52	Si II 6371	-6.3
AS 442	50638.49	Mg II 4481	-1.5
AS 442	50638.49	Si II 6347	-7.8
AS 442	50638.49	Si II 6371	-7.0
MWC 361	49591.62	He I 4471	-10.9
MWC 361	49591.62	Mg II 4481	-21.7
MWC 361	49591.62	He I 5875	-3.3
MWC 361	49591.62	He I 6678	-17.0

Table 3. continued

Star	JD (-2 400 000)	observed line	V_{rad} (km s ⁻¹)
MWC 361	49595.45	He I 4471	-12.2
MWC 361	49595.45	Mg II 4481	-18.3
MWC 361	49595.45	He I 5875	-11.4
MWC 361	49595.45	He I 6678	-17.0
MWC 361	49597.41	He I 4471	-14.0
MWC 361	49597.41	Mg II 4481	-19.4
MWC 361	49675.36	He I 4471	-11.3
MWC 361	49675.36	Mg II 4481	-22.9
MWC 361	49675.36	He I 5875	-14.6
MWC 361	49675.36	He I 6678	-17.4
MWC 361	49875.59	He I 4471	-10.7
MWC 361	49875.59	Mg II 4481	-17.4
MWC 361	49875.59	He I 5875	-8.0
MWC 361	49875.59	He I 6678	-15.7
MWC 361	49940.53	He I 4471	-8.1
MWC 361	49940.53	Mg II 4481	-25.4
MWC 361	49940.53	He I 5875	-7.9
MWC 361	49940.53	He I 6678	-14.9
MWC 361	49968.41	He I 4471	-7.6
MWC 361	49968.41	Mg II 4481	-11.0
MWC 361	49968.41	He I 5875	-8.9
MWC 361	49968.41	He I 6678	-15.0
MWC 361	50017.25	He I 6678	-27.0
MWC 361	50293.60	He I 4471	+2.2
MWC 361	50293.60	Mg II 4481	+2.7
MWC 361	50293.60	He I 5875	+6.6
MWC 361	50635.56	He I 4471	-1.1
MWC 361	50635.56	Mg II 4481	-5.8
MWC 361	50635.56	He I 5875	-0.3
MWC 361	50635.56	He I 6678	-5.2
MWC 361	50638.50	He I 4471	-0.5
MWC 361	50638.50	Mg II 4481	-5.4
MWC 361	50638.50	He I 5875	+0.9
MWC 361	50638.50	He I 6678	-3.2
MWC 1080	49594.58	He I 5875	-297.8
MWC 1080	49676.45	He I 5875	-207.7
MWC 1080	49949.60	He I 5875	-190.1
MWC 1080	49953.59	He I 5875	-285.8

For those stars known to be visual binaries, we give in the last column of Table 2 their separation ρ_{vis} . For the visual pairs showing radial velocity variations, this separation ρ_{vis} is probably not related to the spectroscopic binary separation $\rho_{\text{spec}} < \rho_{\text{vis}}$: a third component is likely involved in those systems, making them hierarchical multiple systems. Each star is discussed in details in Section 4.

3.2. Detected binaries among T2–T5 sample

Table 4 gives the binary system spectroscopically detected among HAeBe candidates from Table 2 to 5 of the catalogue of Thé et al. (1994). Note that MWC 623 spectrum in the Li I 6 708 Å region, already published in Zickgraf and Stahl (1989), is not presented here.

Figures 14 to 16 present the spectra for the spectroscopic binaries V361 Ori and HD 199603 and a preliminary velocity curve for the spectroscopic binary V361 Ori.

Table 4. Detected spectroscopic binaries among T2–T5 sample

Star	Li I line detection	V_{rad} variations	Thé's table
V361 Ori	N	SB1	T5
MWC 623	Y	N	T4a
HD 199603	N	SB1	T5

3.3. HAeBe candidates undetected as spectroscopic binaries

Table 5 reports all the negative results for Li I line or radial velocity variations detection. Some stars with insufficient data to detect orbital motion are marked with “–” in the corresponding column.

Figures 17 and 18 show the Li I 6 708 and Ca I 6 103 Å regions for some HAeBe candidates (to be compared with Fig. 1 and 3 which show binary stars). Figure 19 shows the He I 6 678 Å line of GU CMa with strong variability.

3.4. Undetected spectroscopic binaries among T2–T5 sample

Table 6 reports all the negative results for Li I search or radial velocity variations searches for the T2–T5 sample.

3.5. Some stars misclassified as HAeBe candidates or doubtful cases

Table 7 presents some stars that, according to the presently available spectra, are very unlikely to be HAeBe candidates.

4. Notes on individual sources

HK Ori: a cooler companion is detected thanks to the strong Li I 6 708 Å line and other metallic lines. This was previously found by Davis et al. (1981). The rotational velocity of the companion is $\approx 20 \pm 3$ km s⁻¹, the equivalent width (EW) of the Li line is 170 ± 10 mÅ.

The broad He I 6 678 Å line from the primary is blended with the Fe I 6 680 Å absorption line from the secondary. No radial velocity variations were recorded during our spectroscopic survey.

HK Ori is also known to be a visual binary (separation $\rho_{\text{vis}} = 0.34''$, see Leinert et al. 1997b). An important point is that the Li I detection and the presence of Ca I 6 103 and 6 122 Å lines of the companion confirms its youth and lower mass. In the discussion of the system by Leinert et al. (1997b), the case a) seems appropriate: the companion is a T Tauri star.

Table 5. HAeBe candidates undetected as spectroscopic binary

Star	Li I line detection	V_{rad} variations
HD 245185	N	N
BF Ori	N	—
HD 250550	N	N
LKHA 215	N	—
MWC 147	N	N
GU CMa	N	N ?
HEN 3-225	N	N
HD 97048	N	N
HEN 3-331	N	N
HEN 3-554	N	—
HEN 3-644	N	—
HEN 3-672	N	—
HEN 3-692	N	—
HD 141569	N	N
HEN 3-1141	N	N
HR 5999	N	—
MWC 275	N	—
VV Ser	N	—
MWC 614	N	N
WW Vul	N	N
HD 190073	N	N
BD+40 4124	N	N
V361 Cep	N	N
BD+46 3471	N	N
IL Cep	N	N
BH Cep	N	N
SV Cep	N	N
BHJ 71	N	N

Table 6. Undetected spectroscopic binaries in the T2–T5 sample

Star	Li I line detection	V_{rad} variations	Thé's table
HD 45677	N	—	T3
HD 50138	N	—	T3
HD 97300	N	—	T5
CD-39 8581	N	N	T4b ^a
HD 158352	N	N	T5
MWC 925	N	—	T4b
MWC 930	N	N	T4b
MWC 953	N	N	T4b
AS 321	N	N	T4b
MWC 314	N	N	T4b
MWC 342	N	N	T4a
MWC 1021	N	N	T4b
MWC 1044	N	N	T4b
MWC 655	N	N	T4b
MWC 657	N	N	T4b
MWC 1072	N	N	T4b

^a This object (= HER 4636) is a visual binary (Chelli et al. 1995) with separation $\rho_{\text{vis}} = 4''$; individual components were observed spectroscopically and remarks apply for each star

Table 7. Stars rejected as HAeBe or doubtful case

Star	Li I line detection	V_{rad} variations	Thé's table
RY Ori	Y	N	T2
T Cha	Y	Y ?	T2
HD 199603	N	Y	T5
MWC 314	N	N	T4b

A more detailed study of this interesting HAeBe binary system will be given in Bouvier et al. (1998).

V380 Ori: as already claimed by Corcoran and Ray (1995), Li I line is present in its spectrum: the companion has a rotational velocity of $30 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$, $\text{EW} = 80 \pm 10 \text{ mÅ}$ for the Li I line. Ca I 6103 and Ca I 6122 Å absorption lines from the companion are also detected. V380 Ori is a visual binary ($\rho_{\text{vis}} = 0.15''$) as well. An analysis of its characteristics will be done in Bouvier et al. (1998).

V586 Ori: while the He I 6678 Å line, due to the HAeBe primary, is clearly visible and broad, we also detected for the first time weak Li I and Ca I 6717 Å lines, indicative of a cooler companion. Bouvier et al. (1998) indeed confirm the presence of a T Tauri companion at a separation of $\rho_{\text{vis}} = 1''$. Secondary rotational velocity is about 30 km s^{-1} and Li I EW is around 50 mÅ.

NX Pup (A+B): this star is in fact a triple system, consisting of a close binary ($\rho_{\text{vis}} = 0.13''$, components A+B, Bernacca et al. 1993; Brandner et al. 1995) associated to a distant companion ($\rho_{\text{vis}} = 7''$) (component C). We spectroscopically observe the close binary for the first time.

While they detected Li I line in companion C, Brandner et al. (1995) failed to detect lithium in the A+B pair. Our spectrum clearly shows for the first time this line in the binary system, confirming the youth of the system as proposed by Schoeller et al. (1996) on the basis of high angular resolution optical and near infrared images. Both Li I (FWHM = 1.5 Å, $\text{EW} = 120 \text{ mÅ}$) and Ca I lines are rather broad (FWHM = 2 Å), and may result from a blend of line from both components.

Higher S/N spectra with high resolution are needed to further investigate the spectral type of both components.

HD 203024: the Li I line has an EW of 70 mÅ, the rotational velocity of the low-mass companion (first spectroscopic detection) is $\approx 40 \text{ km s}^{-1}$. HD 203024 is also a visual binary with separation $\rho_{\text{vis}} = 0.3''$ (Bouvier et al. 1998).

MWC 863: a cool companion reveals its presence in Li I as well as in other Ca I line (6717, 6103 and 6122 Å). The Li I has an $\text{EW} \approx 40 \text{ mÅ}$, the rotational velocity of the secondary is around 30 km s^{-1} . Besides this new spectroscopic detection, MWC 863 is known to be a visual binary with $\rho_{\text{vis}} = 1.1''$ (Reipurth and Zinnecker 1993).

TY CrA: this young triple system has been extensively spectroscopically surveyed (see previous papers of the authors) and a recent photometric analysis has been made by (Casey et al. 1998). It consists of a close central binary ($P \approx 2.9 \text{ days}$),

with a HAeBe primary star and a lower-mass companion; a third much farther away low-mass component orbits the binary. Both lower mass components show Li I absorption line (see Corporon et al. 1996).

T Ori: this star has already been reported to be a spectroscopic and eclipsing binary by Shevchenko and Vitrichenko (1994). With the present available data, we observe the radial velocity variations but are unable to confirm the proposed period $P \approx 14$ days for the binary system. Further study of this interesting object is needed to obtain precise masses and radii as it has been done for TY CrA.

HD 53367: Herbst and Assousa (1977) and Finkenzeller and Mundt (1984) already have indicated radial velocity variations for this star. Here, periodic radial velocity variations are reported for the first time in He I 4471, 5876, and 6678 Å lines: we propose a period of $P \approx 166$ days and an eccentricity $e \approx 0.18$ for the orbital motion of the binary system. More data are needed to confirm this tentative orbital solution.

MWC 300: emission in the red part of He I 5876 and 6678 Å makes it difficult to measure of the photospheric central absorption, but radial velocity variations are correlated with the Na I 5890 and 5996 Å absorption doublet: a monitoring of this star is needed to provide an estimate of the period, our data being to largely spread in time. This is a first detection.

AS 442: periodic radial velocity variations are found in Mg II 4481 Å doublet as well as in the Si II 6347 and 6371 Å absorption doublet. We found a possible orbital solution with $P \approx 64$ days and $e \approx 0.2$, to be confirmed by other observations. This is a first detection.

MWC 361: some evidences of radial velocity variations are found in various lines such as He I 4471, 5876, and 6678 and Mg II 4481 Å but the data at hand are not enough to set any period.

MWC 1080: a photometric period of $P \approx 2.9$ days has been determined by Shevchenko et al. (1994) and may compatible with our spectroscopic observations (see spectra at JD=2449949.60 and JD=2449953.59 at nearly opposite phase). Line profile variations complicate our measurements. Note the very high blue-shift of the photospheric lines: Shevchenko et al. (1994) gave a γ velocity of -180 km s^{-1} for the MWC 1080 binary system. Together with T Ori, it is probably the third eclipsing spectroscopic binary with TY CrA and thus deserves further careful observations to constraint the physical parameters of the system.

None of these seven latter stars but TY CrA show a Li I absorption: the companion must be a low mass star with low luminosity – typically few percents of the primary luminosity. A young massif (HAeBe) companion (thus without Li I) would have on the other hand a higher luminosity and its lines should have been detected, unless highly obscured by dust.

Note that HD 53367, MWC 1080 and MWC 361 have all a visual companion. However, these companions are unlikely responsible for the radial velocity variations here observed because of the high separation, but rather a tertiary component may be involved in each visual binary system. If the periodic ra-

dial velocity variations of these stars are confirmed, then HD 53367, MWC 1080 and MWC 361 are likely hierarchical multiple systems, as TY CrA.

V361 Ori: emission in the blue part of the He I 6678 Å line is sometimes present, as seen in Fig 14: this may compromise a good measurement of the central position of the line. However, we also made measurements on He I 4471 and 5875, and the more “symmetric” Mg II 4481 Å absorption lines. Abt et al. (1991) observed this star (= Brun 760) but considered it to be constant in radial velocity. The velocity curve showed in Fig. 15 is computed with our own measurements; some data (those with the lower sigma) from Abt et al. (1991) are overplotted.

New measurements are however needed to confirm the spectroscopic binarity status of V361 Ori.

MWC 623: Zickgraf and Stahl (1989) found this star to be a binary system with a Li-rich K star, but this property, confirmed here, was not underlined in Thé et al. (1994).

HD 199603: this star is not a classical HAeBe star, no emission lines are seen in its spectrum. It is a well-known spectroscopic and eclipsing binary of β Lyr type with a period of $P = 1.58$ days (Pedoussaut et al. 1984), property not mentioned in Thé et al. (1994).

MWC 147: Vieira and Cunha (1994) classified that this star as a spectroscopic binary with a period $P = 1$ year and a circular orbit. They based their study on analysis of H α spectra, with strong emission: our numerous spectra (15 spectra covering 3 years of observations), do not show any radial velocity variation within the error equal to 5 km s^{-1} , neither in H α nor in other photospheric absorption lines (He I 4471, 5876, Mg II 4481 Å). Its spectroscopic binarity status is then doubtful. Note that the IR companion ($\rho_{\text{vis}} = 3.1'' = 900 \text{ AU}$ at 290 pc., distance from HIPPARCOS data) cannot be responsible for the doubtful radial velocity variations observed by Vieira and Cunha (1994), as its orbital velocity would be near $27 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ if its orbit is circular.

GU CMa: Figure 19 shows the He I 6678 Å line of GU CMa with strongly variable broad features which could sign the possible transit of a rapidly rotating companion. Other lines He I 4471, and 5876 Å also show intensity variability, as the H α line. Adding that Shevchenko et al. (1992) classified its photometric light curve as quasi-periodic, this star should be monitored to study possible circumstellar material transit or chromospheric activity.

IL Cep: Shevchenko and Vitrichenko (1994) proposed a photometric period of $P = 51$ days but found a constant radial velocity within the error equal to 6 km s^{-1} , as we do. The eclipsing binary status of this star remains to be confirmed.

RY Ori: the spectral type is F6 as given by SIMBAD: it may be a composite spectrum binary as pointed out by Herbig and Bell (1988) but we lack good quality spectra in the blue to support this view. The Figure 21 shows its Li I absorption line: if not due to a companion star, RY Ori is more probably a T Tauri star.

T Cha: this young PMS star has a G8 spectral type: the Li I line detection confirms its youth (Covino et al. 1997). Possible radial variations may be present, however other data are needed to definitively assert this.

HD 94509: this star shows a composite spectrum in the He I 6 678 Å region. Superimposed on the broad He I 6 678 Å line, narrow absorption features are seen: we tentatively identified them as Fe I 6 677.989, Ca I 6 680.628 and Ca I 6 717.681 Å lines from a cooler companion, but the velocity of each element were not coherent: Fe I was at -45 km s^{-1} , Ca I 6 681 line at -35 km s^{-1} and Ca I 6 717 line at -7 km s^{-1} . Furthermore Li I is not detected, making doubtful the identification with a young cool companion. However, remembering that HD 94509 is an AOI shell star (Reed and Beatty 1995), we may consider that the narrow absorption features are metallic lines formed in the shell. If the strong absorption is due to the He I 6 678 Å line from the shell, its velocity is around -50 km s^{-1} , while if the two others narrow absorption features are from Fe I 6 677.989 and 6 715.383 Å their respective velocity are $+90 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$. Small radial velocity variations may also be present from one spectrum to another. This star need further study to precise its evolutionary status.

MWC 314: Miroshnichenko (1996) made a detailed analysis of this star and proposed it to be a LBV candidate: MWC 314 is very unlikely a HAeBe star. Our data do not suggest neither the presence of radial velocity variations.

5. Discussion

5.1. Origins of bias

We may have missed spectroscopic companion for stars of Table 5 for various reasons:

- *v sin i* effect: the more rapidly the HAeBe primary rotates, the more difficult it is to detect radial velocity variations. Also, if the T Tauri companion is a fast rotator ($V_{\text{rot}} > 50\text{--}100 \text{ km s}^{-1}$), its Li I line will be more difficult to detect. This argument may however be compensated by the fact that usually rapid rotator show a larger abundance of Li I than slow rotator (see Soderblom et al. 1993; Martin et al. 1994; Cunha et al. 1995; Jones et al. 1996) at least for young G and early-K stars; on the other hand, Duncan and Rebull (1996) found not strong correlation between Li I and *v sin i* for young stars in Orion;
- luminosity ratio ($\frac{L}{L_1}$) effect: if the primary HAeBe star is much more luminous than its T Tauri companion ($\Delta m_V < -4\text{--}5$), Li I line (among other lines) from the secondary companion is obviously very difficult to detect. If the system is composed of two HAeBe stars with similar luminosities, the blend of the lines (broadened by high rotational velocities) will make difficult their radial velocity measurement;
- Li I criterion: spectroscopic binary systems composed of two HAeBe stars will not be detected from the Li I criterion, as Li I 6 708 Å line is absent in HAeBe star.

5.2. Binary frequency

Table 2 contains 13 Herbig Ae/Be spectroscopic binaries. If we only consider the Doppler shift of the lines criterion, we have 7 spectroscopic binary systems (6 stars from the second group of our Table 2 plus the TY CrA system) among the 42 HAeBe stars of our principal sample: so our observed binary frequency *fb* is $\approx 17\%$.

Restricting ourselves to secure or candidate spectroscopic binary systems with $P < 100$ days (namely T Ori, AS 442, MWC 1080 and TY CrA), the binary frequency is 10%. For short-period ($P < 100$ days) WTTS spectroscopic binaries, Mathieu (1992) found a binary frequency $fb = 11 \pm 4\%$, slightly higher than for MS solar-mass stars $fb = 7 \pm 2\%$ found by Duquennoy and Mayor (1991). Our present binary frequency estimate for short period systems seems thus comparable to the one for T Tauri or MS stars.

5.3. X-ray emission as a binary criterion

Herbig Ae/Be are known to be strong X-ray emitters (Zinnecker and Preibisch 1994; Damiani et al. 1994). However, the existence of X-ray emission intrinsic to Herbig Ae/Be stars is still doubtful: these stars indeed lack convective zones that could create a solar-type dynamo and heat a corona via strong magnetic field.

A non-solar dynamo model has been proposed by Tout and Pringle (1995) and applied to the HAeBe star HD 104237 by Skinner and Yamauchi (1996): if this shear dynamo model may generate an active corona, the X-ray luminosity L_X predicted seems to be lower than observed. However, many parameters in this model remain free and are not known empirically.

Another issue is that the X-ray emission detected arises from a cooler T Tauri companion associated to the HAeBe star (Zinnecker and Preibisch 1994; Damiani et al. 1994), possibly through colliding winds process (Zhekov et al. 1995). In our limited sample of HAeBe binaries (Table 2), 4 stars are known to be X-ray emitters (V380 Ori, TY CrA, MWC 361 and MWC 1080); 2 other binaries (T Ori and HD 53367) have not been detected by EINSTEIN nor ROSAT, while the 7 remaining stars have no known X-ray properties. Thus the apparent trend is that X-ray emission is a possible indicator of binarity for HAeBe stars: this conclusion has also been found in the case of visual HAeBe binaries (Bouvier et al. 1998; Corporon 1998). Nevertheless, it would be worth to observe the 7 remaining binary stars in the X-ray domain.

6. Conclusion

In course of our high resolution spectroscopic survey of Herbig Ae/Be (HAeBe) binary stars, we observed 42 objects with $m_V < 11$: 7 stars exhibit Li I 6 708 Å absorption line attributed to a cooler companion (3 are new detections), and for 6 other stars, radial velocity variations are recorded (4 are new detections). Four stars unlikely appear to belong to the HAeBe class.

The Li I line, not observed in our HAeBe candidates from Table 5, is not only an indicator of binarity, but may also help in some cases to classify a star as either a T Tauri or as a HAeBe star. Depending on the presence or not of the Li I 6708 Å line, the distinction, between the class of young low mass stars and the class of young intermediate mass stars, could be inferred thanks to this criterion. This distinction has been proposed here for some peculiar cases, such as RY Ori or T Cha.

Within our reduced sample, the binary frequency estimated for short-period spectroscopic HAeBe systems ($f_b \approx 10\%$) is roughly comparable to the one of T Tauri or MS stars.

Due the limitation in magnitude, this systematic search would be greatly completed with the use of 8m-class telescope, to have access of fainter HAeBe stars and enlarge our sample.

It is emphasized that the spectroscopic binaries discussed in the paper deserves further observations in order to obtain more information about the secondary component (luminosity, age) and possibly to retrieve the masses: their careful study by various means (spectroscopic follow-up, careful photometric monitoring, lunar occultation, interferometric measurements...) are encouraged.

Acknowledgements. We warmly thanks the INSU and ESO observing programmes committees for generous telescope time allocations that made this survey possible. Thanks are due to the OHP and ESO telescope teams for their kind support. We would like to express our gratitude towards S. Allain, D. Mouillet, J.C. Augereau and L. Siess who kindly performed some of the observations, and also to C. Ounnas and J. Rodriguez for some service observations. We thank J. Bouvier for providing useful comments, and H. Beust who specially modified his program for this study. This research has made use of the Simbad database, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

- Abt, H. A., Gomez, A. E., and Levy, S. G., 1990, *ApJS* 74, 551
 Abt, H. A., Wang, R., and Cardona, O., 1991, *ApJ* 367, 155
 Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., Adrianzyk, G., Knispel, G., Kohler, D., Lacroix, D., Meunier, J.-P., Rimbaud, G., and Vin, A., 1996, *A&AS* 119, 390
 Bernacca, P. L., Lattanzi, M. G., Bucciarelli, B., Bastian, U., Barabaro, G., Pannunzio, R., Badiali, M., Cardini, D., and Emanuele, A., 1993, *A&A* 278, L47
 Beust, H., Corporon, P., Siess, L., Forestini, M., and A.-M., Lagrange., 1997, *A&A* 320, 478
 Bouvier, J., Corporon, P., and , et al., 1998, *A&A* in preparation
 Branch, D., 1976, *ApJ* 210, 392
 Brandner, W., Alcalá, J. M., Kunkel, M., Moneti, A., and Zinnecker, H., 1996, *A&A* 307, 121
 Brandner, W., Bouvier, J., Grebel, E. K., Tessier, E., De Winter, D., and Beuzit, J. L., 1995, *A&A* 298, 818
 Casey, B. W., Mathieu, R. D., Suntzeff, N. B., Lee, C.-W., and Cardelli, J. A., 1993, *AJ* 105, 2276
 Casey, B. W., Mathieu, R. D., Suntzeff, N. B., and Walter, F. M., 1995, *AJ* 109, 2156
 Casey, B. W., Mathieu, R. D., Vaz, L. P. R., Andersen, J., and B., Suntzeff, N., 1998, *AJ* in press
 Chelli, A., Cruz-Gonzalez, I., and Reipurth, B., 1995, *A&AS* 114, 135
 Clarke, C., 1996, in "Evolutionary processes in binary stars" ed. Wijers A.M.J., Melvyn B.D. et Tout C.A., NATO ASI Series, Vol. C 477, p. 31
 Corcoran, D. and Ray, T. P., 1995, *A&A* 301, 729
 Corporon, P., 1998, Ph.D. thesis, Université Grenoble I
 Corporon, P., Lagrange, A.-M., and Beust, H., 1996, *A&A* 310, 228
 Corporon, P., Lagrange, A.-M., and Bouvier, J., 1994, *A&A* 282, L21
 Covino, E., Alcalá, J. M., Allain, S., Bouvier, J., Terranegra, L., and Krautter, J., 1997, *A&A* 328, 187
 Cunha, K., Smith, V. V., and Lambert, D. L., 1995, *ApJ* 452, 634
 Damiani, F., Micela, G., Sciortino, S., and Harnden, F. R., J., 1994, *ApJ* 436, 807
 Davis, R. E., Strom, S. E., and Strom, K. M., 1981, *BAAS* 13, 855
 Duncan, D. K. and Rebull, L. M., 1996, *PASP* 108, 738
 Dunkin, S. K., Barlow, M. J., and Ryan, S. G., 1997, *MNRAS* 290, 165
 Duquennoy, A. and Mayor, M., 1991, *A&A* 248, 524
 Figueiredo, J., 1997, *A&A* 318, 783
 Finkenzeller, U. and Mundt, R., 1984, *ApJS* 55, 109
 Garmany, C. D., Conti, P. S., and Massey, P., 1980, *ApJ* 242, 1063
 Gerbaldi, M., Faraggiana, R., and Castelli, F., 1995, *A&AS* 111, 1
 Ghez, A. M., McCarthy, D. W., Patience, J. L., and Beck, T. L., 1997, *ApJ* 481, 378
 Ghez, A. M., Neugebauer, G., and Matthews, K., 1993, *AJ* 106, 2005
 Gillet, D., Burnage, R., Kohler, D., Lacroix, D., Adrianzyk, G., Baitetto, J. C., Berger, J. P., Goillandeau, M., Guillaume, C., Joly, C., Meunier, J. P., Rimbaud, G., and Vin, A., 1994, *Ap&SS* 108, 181
 Herbig, G. H. and Bell, K. R., 1988, *Lick Obs. Bulletin* 1111, 1
 Herbst, W. and Assousa, G. E., 1977, *ApJ* 217, 473
 Hillenbrand, L. A., 1994, in "The nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars" ed. Thé P.S., Pérez M.R. and van den Heuvel E.P.J., ASP Conference Series, Vol. 62, p. 369
 Hubeny, I., Lanz, T., and Jeffery, C. S., 1994, *News1. Anal. Astron. Spectra* 20, 30
 Jones, B. F., Shetrone, M., Fischer, D., and Soderblom, D. R., 1996, *AJ* 112, 186
 King, J. R., Deliyannis, C. P., Hiltgen, D. D., Stephens, A., Cunha, K., and Boesgaard, A. M., 1997, *AJ* 113, 1871
 Kurucz, R. L., 1993, Cambridge, SAO
 Lada, E. A., Evans, N. J., Depoy, D. L., and Gatley, I., 1991, *ApJ* 371, 171
 Lagrange, A.-M., Corporon, P., and Bouvier, J., 1993, *A&A* 274, 785
 Leinert, C., Henry, T., Glindemann, A., and McCarthy, D. W., 1997a, *A&A* 325, 159
 Leinert, C., Richichi, A., and Haas, M., 1997b, *A&A* 318, 472
 Leinert, C., Zinnecker, H., Weitzel, N., Christou, J., Ridgway, S. T., Jameson, R., Haas, M., and Lenzen, R., 1993, *A&A* 278, 129
 Li, W., Evans, N. J., Harvey, P. M., and Colome, C., 1994, *ApJ* 433, 199
 Martin, E. L., 1994, in "The nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars" ed. Thé P.S., Pérez M.R. et van den Heuvel E.P.J., Vol. 62, p. 315
 Martin, E. L., Rebolo, R., Magazzu, A., and Pavlenko, Y. V., 1994, *A&A* 282, 503
 Mathieu, R. D., 1992, in "A Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research" ed. McAlister H.A. and Hartkopf W.I., IAU Colloquium 135, ASP Conference Series, Vol. 32, p. 30
 Mayor, M., Duquennoy, A., Halbwachs, J. L., and Mermillod, J.-C., 1992, in "A Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research" ed. McAlister H.A. and Hartkopf W.I., IAU Colloquium 135, ASP Conference Series, Vol. 32, p. 73

-

Figure 1 displays seven stacked astronomical spectra, labeled K5, G5, F5, F0, A5, A0, and B0 on the right side. The x-axis represents Wavelength (Å) from 6680 to 6720, and the y-axis represents Arbitrary unit from 0 to 1. The spectra show various absorption features. Key features are labeled with vertical lines and text: Ca I, Fe I, Al I, Si I, Fe I, Fe I, Fe I, Fe I, Si I, He I, Si IV, and O II. A scale bar indicating 100 mÅ is shown in the K5 spectrum.

Fig. 3. Ca I lines of H AeBe candidates identified as binaries with positive Li I detection (laboratory positions are shown with dotted lines)

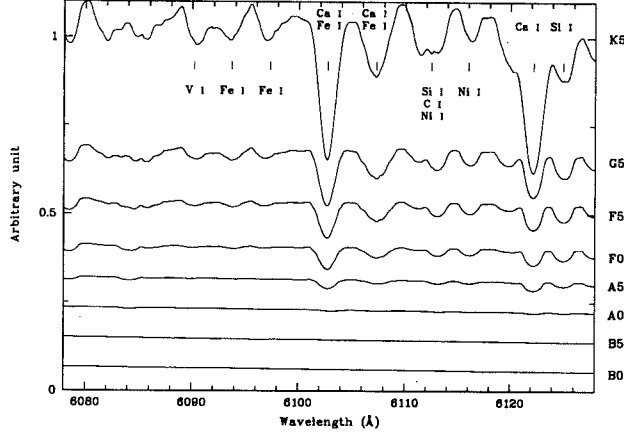


Fig. 4. Kurucz models for solar metallicity stars of various spectral type ($V_{\text{rot}} = 50 \text{ km s}^{-1}$) in the Ca I 6103 Å region

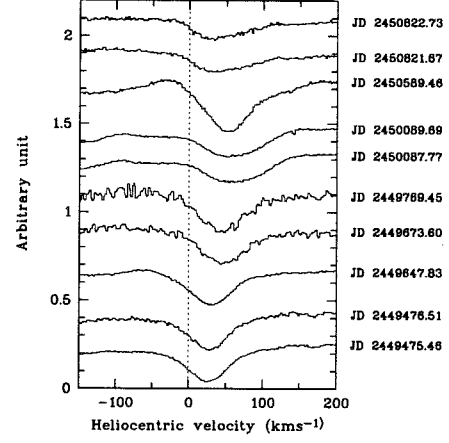


Fig. 6. He I 6678 Å line of HD 53367 at various JDs with radial velocity variations

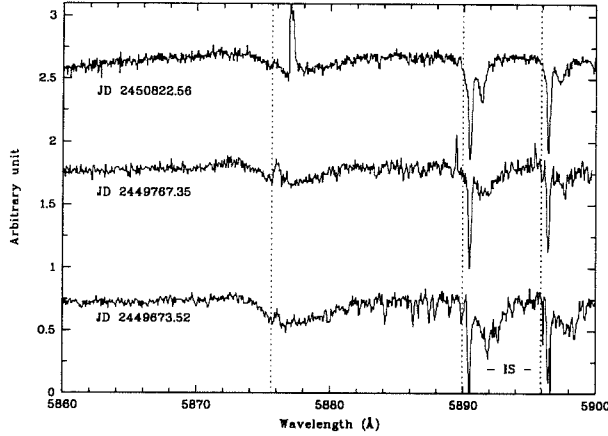


Fig. 5. Spectra of T Ori in the region of He I 5875.621, Na I 5889.951 and 5895.924 Å (dotted lines show their laboratory position) at three different JDs (Julian Day). Radial velocity variations are present in the broad photospheric He I lines and Na I lines, as well as in the He I emission feature. Note the strong interstellar Na I absorption lines indicated (IS)

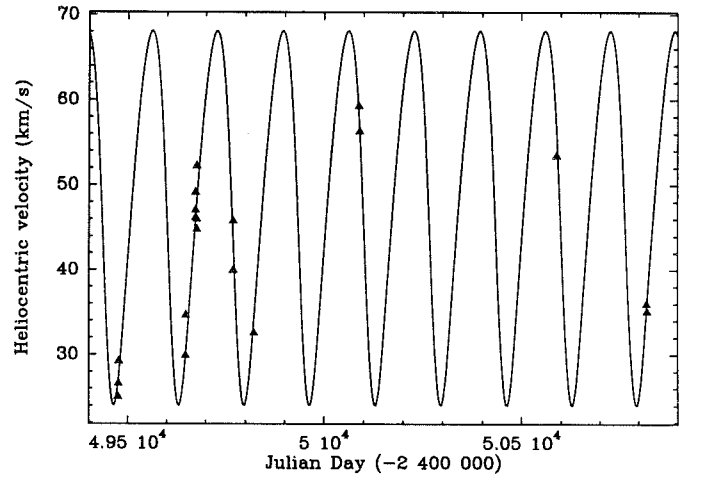


Fig. 7. Heliocentric radial velocity versus Julian Day for HD 53367 showing the temporal spread of our observations. Error bars on the individual points are 5 km s^{-1}

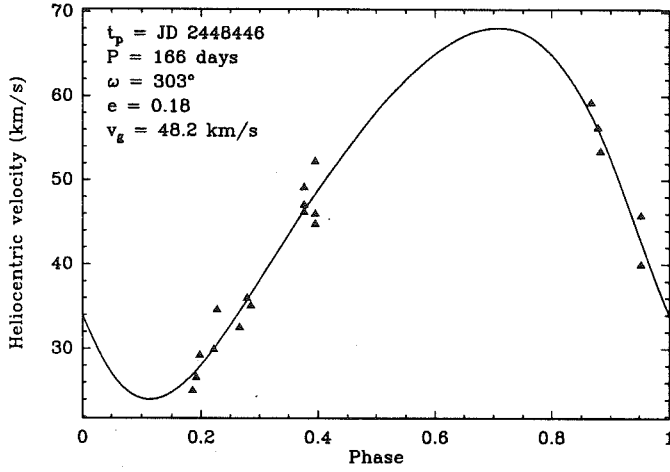


Fig. 8. Velocity curve for HD 53367. Error bars on the individual points are 5 km s^{-1} , parameters for the proposed solution are over-plotted

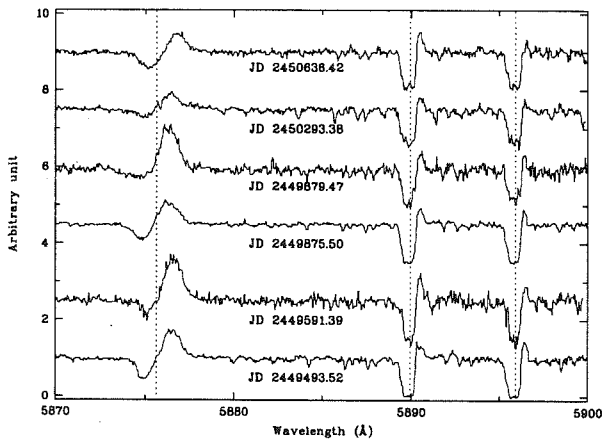


Fig. 9. Spectra of MWC 300 in the region of He I 5875.621, Na I 5889.951 and 5895.924 Å (dotted lines show their laboratory position) at six different JDs. Radial velocity variations are present in the broad photospheric He I and Na I lines.

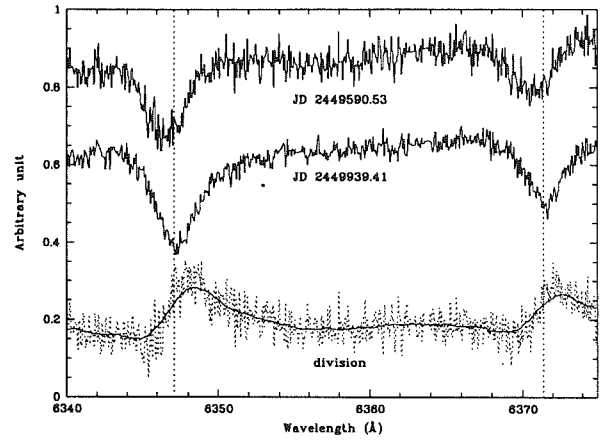


Fig. 10. Si II 6347.109 and 6371.37 Å doublet lines in AS 442 at two different JDs. The division of both spectra figures the radial velocity variation of the doublet lines due to orbital motion

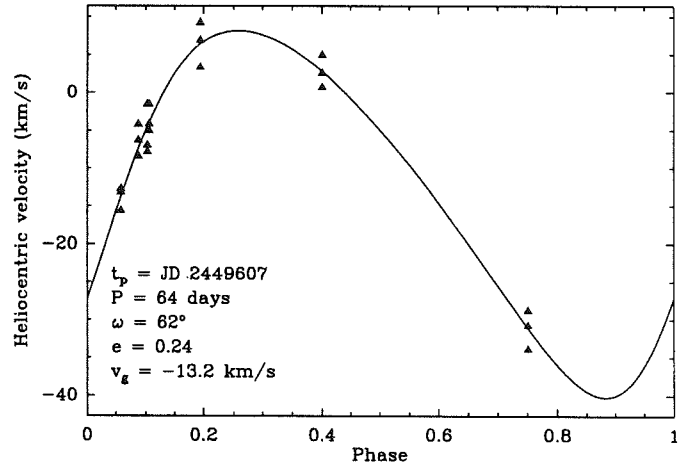


Fig. 11. Same as Fig. 8 for AS 442

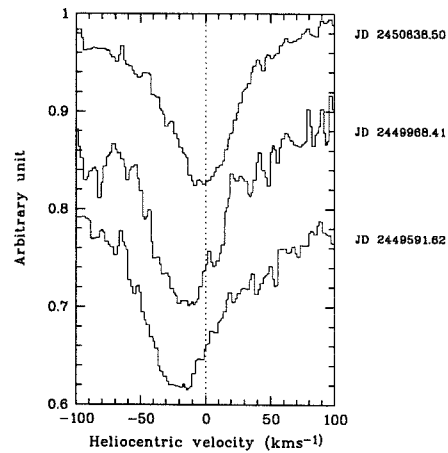


Fig. 12. Radial velocity variations of the MWC 361 He I 6678 Å line

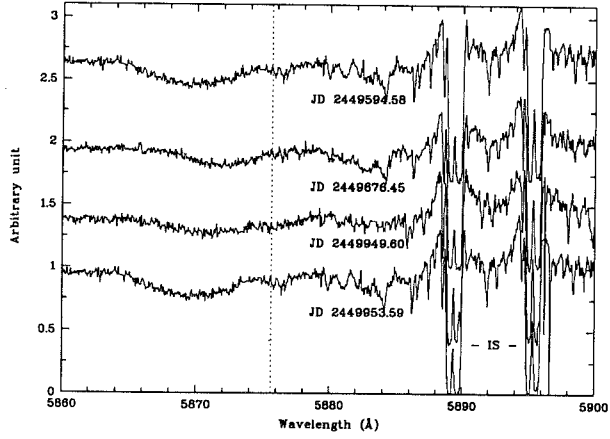


Fig. 13. Spectra of MWC 1080 in the region of He I 5875.621 Å (dotted lines show its laboratory position) at four different JDs. Radial velocity variations are present in the very broad photospheric He I lines. Strong interstellar Na I absorption lines are indicated (IS)

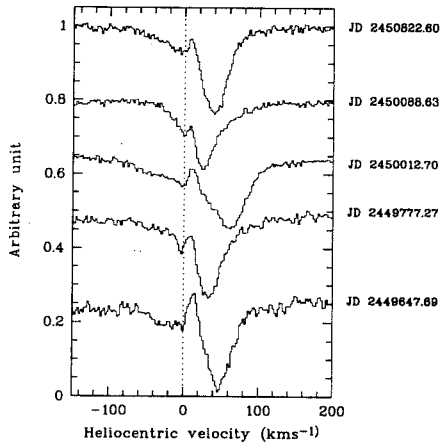


Fig. 14. Same as Fig 12 for V361 Ori

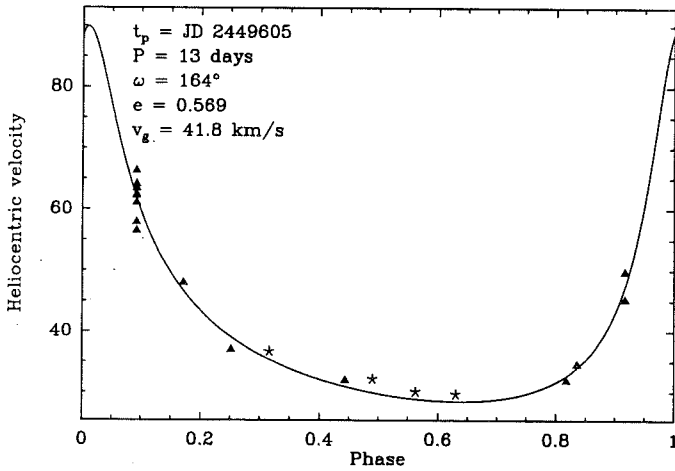


Fig. 15. Same as Fig. 8 for V361 Ori. Star symbols represent overplotted data from Abt et al. (1991)

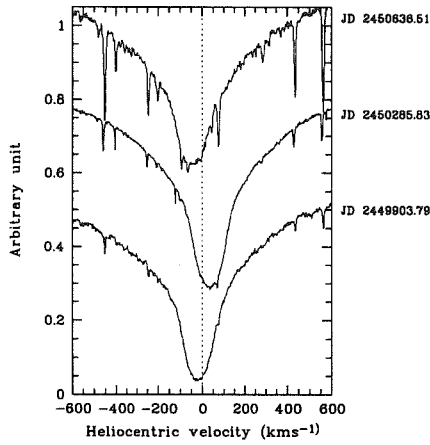


Fig. 16. H α 6563 Å line of HD 199603 at various JDs. Variations in radial velocity are seen. Narrow absorption lines are due to atmospheric H₂O

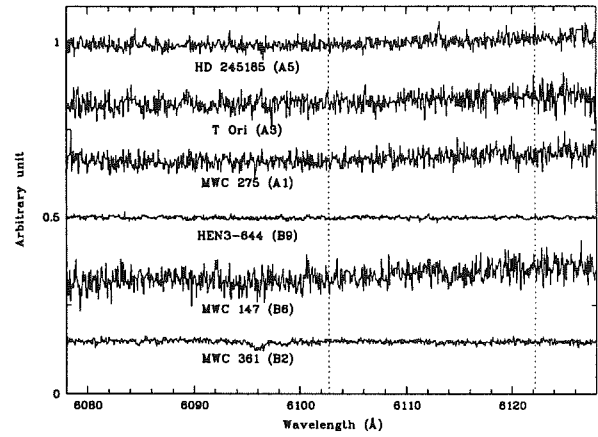


Fig. 18. HAeBe (without Li I 6708 Å line) around Ca I 6103 and 6122 Å

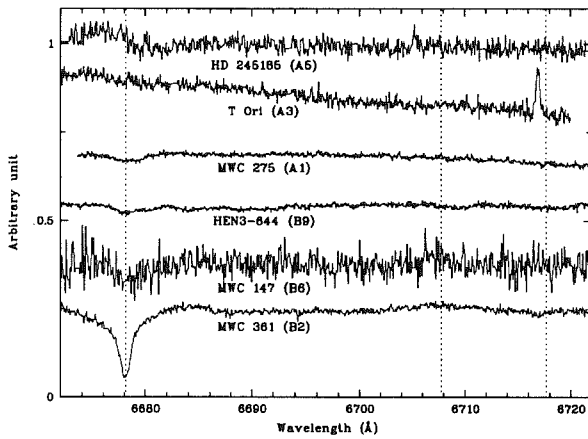


Fig. 17. HAeBe without Li I 6708 Å line detection

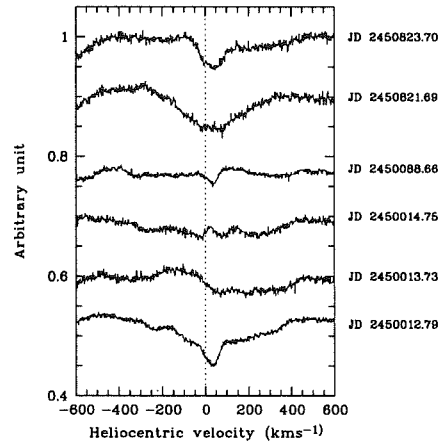


Fig. 19. He I 6678 Å line of GU CMA at various JDs. Variations in radial velocity and intensity are seen

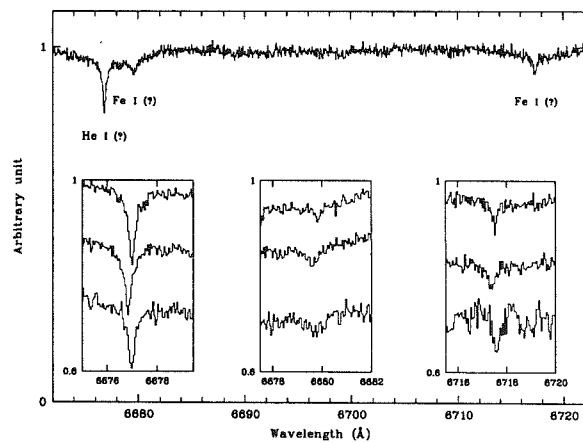


Fig. 20. Spectrum of HD 94509, showing a broad He I 6678.154 Å line and other narrow metallic lines, probably originating from the shell. The zoomed windows display the three different narrow lines at JD=2450821.76, 2450588.48 and 2449822.53 (from top to bottom). Variations in radial velocity are seen

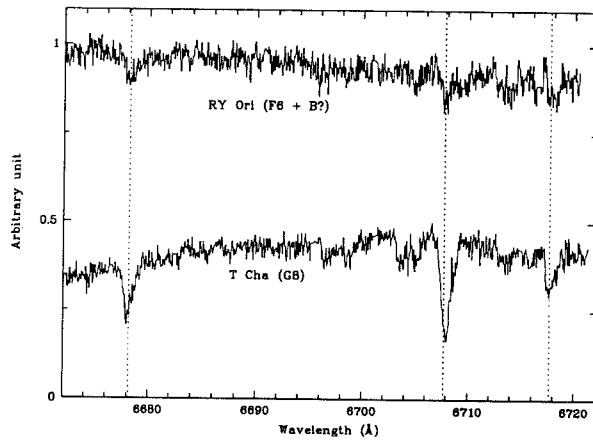


Fig. 21. Doubtful HAeBe (with Li I 6708 Å line detection)

Nos travaux constituent ainsi un premier pas vers l'étude des binaires spectroscopiques : il est nécessaire de la continuer pour arriver à déterminer de manière directe un large nombre de masses stellaires (au facteur $\sin i$ près) pour les HAeBe, et établir une statistique plus fine de leur fréquence de binarité.

Pour illustrer le potentiel résultant de la recherche de binaires spectroscopiques, le chapitre V sera consacré à l'étude du système multiple HAeBe TY CrA pour lequel les paramètres orbitaux et les masses stellaires de chacune des composantes ont été déterminés.

Eripitur solis jubar et choris interit astris

Solvetur celum lunaris splendor obibit

Du Soleil disparaîtra l'éclat, périra la troupe dansante des astres.

La voûte du ciel croulera, s'éteindra l'éclat de la Lune.

Sybille Latine

De Civitate Dei, lib. XVIII, cap. 23

Chapitre IV

La synthèse des deux recherches systématiques

Sommaire

IV.1 La complémentarité	109
IV.2 La comparaison de notre étude avec les autres recherches	110
IV.3 Les contraintes pour les formations de binaires	113
IV.4 La fonction de masse initiale	115

IV.1 La complémentarité

IV.1.1 Les différents biais

Les recherches systématiques de binaires visuelles et spectroscopiques menées en parallèle au cours de cette thèse sont complémentaires dans le sens où nous avons pu avoir ainsi accès aussi bien aux binaires éloignées qu'aux binaires proches. Cependant, les deux échantillons ont été sélectionnés suivant des critères variés dus aux deux techniques différentes employées.

Notamment, la recherche de binaires avec l'Optique Adaptative dépend de la distance des HAeBe (les systèmes serrés sont d'autant plus difficilement détectables qu'ils sont situés loin de l'observateur), alors que la recherche de binaires spectroscopiques n'est pas biaisée par cet effet.

Selon la troisième loi de Képler

$$\frac{a^3}{P^2} = M$$

où a est le demi-grand axe de l'orbite en UA, P la période en années et M la masse totale du système en M_{\odot} , un système de masse totale de $10 M_{\odot}$, situé à 500 pc et avec une période orbitale de 1 an sera visuellement séparé en première approximation (a

$= \rho_{pro}$) de quelques milli-secondes d'arc ($0,0043''$). Si l'on tient compte de la relation statistique entre le demi-grand axe a et la séparation projetée ρ_{pro} trouvée par diverses simulations (DUQUENNOY & MAYOR 1991; REIPURTH & ZINNECKER 1993),

$$a \approx 1,26 \times \rho_{pro}$$

la séparation observée sera de $0,0054$ milli-secondes d'arc. Ces valeurs montrent que de tels systèmes seraient difficiles, voir impossibles à détecter avec les deux méthodes utilisées au cours de ces deux recherches systématiques ($\rho > 0,1''$ pour les observations avec l'Optique Adaptative, $P < 1$ an pour les observations spectroscopiques).

Seules des mesures interférométriques (ou avec un plus grand télescope équipé d'Optique Adaptative, tel le VLT et NAOS) permettront de combler ce manque avec des observations des systèmes binaires trop serrés pour être résolus lors de nos mesures, mais dont la période orbitale rend difficile sa détection au moyen de la spectroscopie.

IV.1.2 La fréquence de binarité observée

La fréquence de binarité observée pour les binaires HAeBe visuelles a été estimée $fb \approx 44\%$ (paragraphe II.2.2), tandis que la fréquence de binarité spectroscopique (avec $P < 100$ jours) est $fb \approx 10\%$ (paragraphe III.3.3). Les deux échantillons d'étoiles observées avec les deux techniques étant assez bien séparés, nous pouvons additionner ces fréquences de binarité et estimer que *plus de 50% des HAeBe sont membres d'un système binaire*.

IV.2 La comparaison de notre étude avec les autres recherches

IV.2.1 La fréquence de binaires

Avec les étoiles jeunes de plus faibles masses

D'après le tableau I.3, notre estimation de la fréquence de binarité pour les HAeBe s'accorde avec celle des T Tauri, que ce soit pour les binaires visuelles (LEINERT *et al.* 1993; GHEZ *et al.* 1993, 1997a) ou pour les binaires spectroscopiques (MATHIEU *et al.* 1989; MATHIEU 1992). Une si grande proportion de binaires parmi les étoiles jeunes implique que le mode de formation des étoiles doubles est un processus contemporain à la formation des étoiles.

Avec les étoiles de la Séquence Principale

Peu d'études ont encore été réalisées de façon systématique pour rechercher des binaires visuelles suivant les types spectraux (mis à part les travaux de McALISTER *et al.* 1987 et articles suivants).

D'après le tableau I.2, les fréquences de binarité observées varient entre 26 % (LEINERT *et al.* 1997a) et 55 % (ABT 1987) pour les étoiles SP de tout type spectral. Nos travaux montrent que la fréquence de binaires des HAeBe est au moins égale à celle des étoiles SP, si ce n'est supérieure. Une comparaison directe sera plus aisée lorsque les compagnons des étoiles SP de type A/B auront été recherchés au moyen de l'Optique Adaptative (ZINNECKER 1997).

WOLFF (1978) et ABT *et al.* (1990) déterminent une fréquence de binaires spectroscopiques pour les étoiles B de l'ordre de 25 à 30 %, valeur plus élevée que notre propre estimation ($fb \approx 10\%$) : il faut noter qu'une large proportion de leur échantillon sélectionné est biaisée vers les étoiles qui ont une rotation assez faible ($v \sin i < 100 \text{ km s}^{-1}$) comparativement à nos étoiles HAeBe. Aussi, il est probable que quelques systèmes binaires spectroscopiques aient été manqués lors de notre recherche, non seulement parce que nos étoiles tournent vite, mais aussi parce que la présence d'émission dans les raies complique la tâche.

IV.2.2 La distribution des périodes

Pour comparer la distribution des périodes dans nos systèmes, il faut tout d'abord transformer les séparations projetées de notre trentaine de systèmes visuels en valeur de demi-grand axe par la relation $a \approx 1,26 \times \rho_{pro}$. Ensuite, il faut convertir le demi-grand axe en période orbitale en utilisant la troisième loi de Képler et en prenant pour masse totale du système celle déterminée à partir des types spectraux. Dans le cas des binaires spectroscopiques, nous considérons les périodes $P = 2,9$ jours (TY CrA, MWC 1080), 64 j. (AS 442), 146 jours (T Ori) et 166 jours (HD 53367) pour les 5 binaires (confirmées ou candidates avec déplacement Doppler des raies) parmi les 42 étoiles observées.

La figure IV.1 montre clairement une surabondance de binaires avec une longue période par rapport aux étoiles de type solaire du champ. Comparée à l'estimation des T Tauri par LEINERT *et al.* (1993) dans la figure 8 de leur article, notre courbe reste dans les barres d'erreurs. Il se peut également que certaines de nos binaires à plus longues périodes ne soient pas en fait liées.

Le fait qu'il semble nous manquer des binaires pour des périodes $10^5 < P < 10^6$ jours est probablement dû à notre impossibilité à détecter des binaires très serrées : à 500 pc, pour une masse de $10 M_{\odot}$, une période de 10^5 jours correspond à environ $0,14''$, ce qui est approximativement la limite de la résolution en K avec un télescope de 3,6 m.

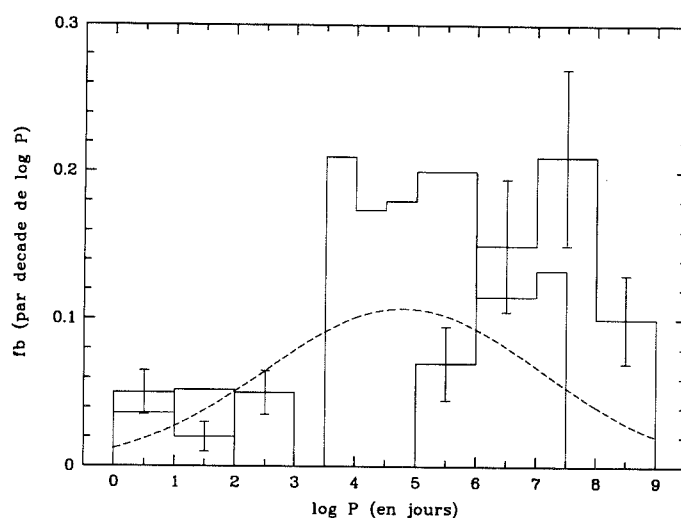


Figure IV.1 – La distribution des périodes pour les binaires HAeBe détectées lors de notre recherche systématique; les barres d'erreur (Poisson) ne prennent pas en compte la correction d'incomplétude. La courbe en pointillée représente la distribution des périodes pour les étoiles de type solaire du champ d'après DUQUENNOY & MAYOR (1991)

IV.2.3 Le lieu de formation des binaires

Comme l'a souligné HILLENBRAND (1994) et comme il l'a été rappelé dans l'introduction de notre article (CORPORON & LAGRANGE 1998, chapitre 3), les étoiles HAeBe se rencontrent aussi bien dans des régions denses de formation stellaire que dans des cœurs moléculaires isolés.

HILLENBRAND (1995) a trouvé que plus la masse de l'étoile HAeBe était importante, plus la densité d'étoiles associées dans un rayon de 0,167 pc était élevée. Cette tendance a également été observée par TESTI *et al.* (1997). Ces derniers auteurs ont ainsi déterminé de façon précise la densité en objets stellaires autour de quelques étoiles HAeBe, en réalisant des images à grand champ ($7 \times 7'$ en moyenne, soit environ 30 fois la taille de nos images en K) : de leur étude, nous retiendrons l'indice I_c qui donne une estimation du nombre de sources proches de l'étoile centrale après correction de la contribution des étoiles du champ. Plus l'indice I_c est élevé, plus la densité stellaire autour de l'étoile HAeBe est importante. La figure IV.2 montre la valeur de I_c en abscisse pour quelques unes des étoiles observées lors de nos recherches systématiques : les cercles pleins représentent les étoiles détectées comme binaires, les cercles en clair les étoiles pour lesquelles aucun compagnon n'a été observé.

Malgré le peu d'étoiles considérées, cette figure nous montre que les étoiles binaires se rencontrent aussi bien dans le cas d'étoiles situées dans des milieux denses que dans le cas d'étoiles plus isolées. Il ne semble pas y avoir de corrélation entre la densité stellaire environnante et le fait qu'une étoile HAeBe soit binaire. D'autres études appro-

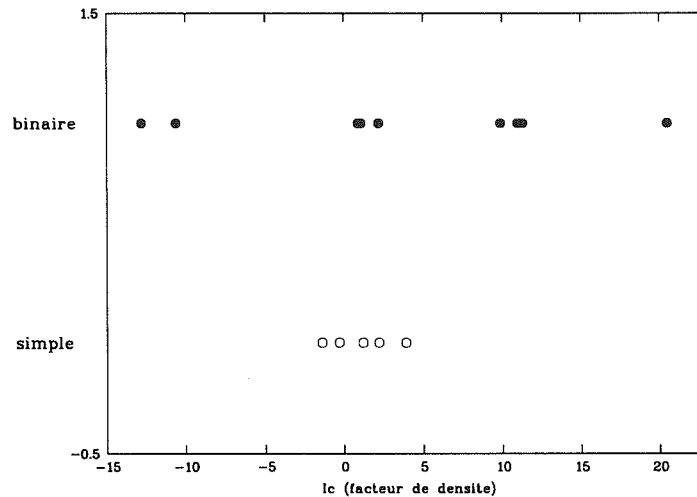


Figure IV.2 – La densité des étoiles autour des HAeBe comparée à la présence d’un compagnon très proche. Sont représentées les étoiles binaires et simples en fonction de leur densité d’environnement I_c définie par TESTI et al. (1997)

fondies concernant la population stellaire dans les environs des HAeBe sont néanmoins nécessaires avant de conclure définitivement.

IV.3 Les contraintes pour les formations de binaires

IV.3.1 Les différents mécanismes

Différents mécanismes de formation des binaires ont été proposés (ZINNECKER 1984; BODENHEIMER *et al.* 1993) :

1. **les instabilités du disque** circumstellaire : le compagnon peut se former à partir de la fragmentation d’un disque déjà présent autour d’une étoile centrale. Cette fragmentation ne peut se faire que dans les premières étapes de formation du disque, lorsque ce dernier n’est pas tout à fait autogravitant (CLARKE 1996) ;
2. **la capture** : deux étoiles s’approchant de façon suffisante peuvent se lier gravitationnellement , soit directement, soit par l’intermédiaire d’un disque ou même d’un troisième compagnon (CLARKE 1996) ;
3. **la fission** : une proto-étoile en formation avec une énergie rotationnelle supérieure à l’énergie gravitationnelle qui la maintient peut fissionner en deux (ou plusieurs éléments) et former une binaire serrée. CLARKE (1996) a cependant relevé qu’un tel processus n’est pas viable pour un objet compressible (des bras spiraux se forment

plutôt que deux condensations de matière) et que la formation de binaires par fission n'était finalement pas adaptée ;

4. **la fragmentation** : lors de son effondrement gravitationnel, le nuage originel peut se fragmenter pour donner alors naissance à des étoiles binaires (ou multiples, BONNELL & BASTIEN 1993) ;

IV.3.2 Les contraintes apportées par nos observations

D'après les courbes de distribution d'énergie spectrale construites au paragraphe II.3.2, les compagnons ont des masses comprises entre $0,5$ et $10 M_{\odot}$. Si les étoiles binaires se forment par suite d'instabilités d'un disque circumstellaire, ce dernier doit comporter une grande quantité de matière (qui n'est pas forcément observée vers les étoiles HAeBe) pour pouvoir les former.

En outre, avec un tel mécanisme, seules les binaires serrées ayant une séparation de l'ordre de la taille du disque circumstellaire, soit 100 UA (HILLENBRAND *et al.* 1992) ou par analogie avec les disques autour des T Tauri GHEZ *et al.* 1997b) sont formées. Il devrait ainsi y avoir une différence du rapport de masse entre les binaires serrées et plus lointaines. Or la figure IV.3 montre au contraire une distribution de la séparation des binaires assez similaire quel que soit le rapport des masses.

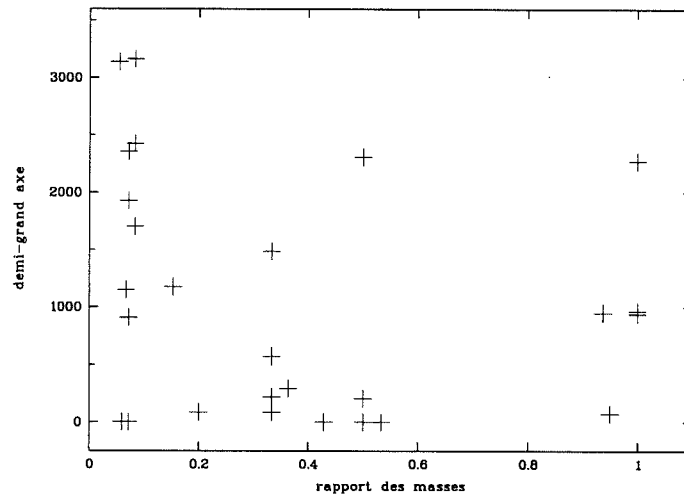


Figure IV.3 – Le rapport des masses de nos binaires observées lors de notre étude en fonction du demi-grand axe des systèmes. Sont incluses les binaires spectroscopiques (avec un compagnon hypothétique d'une masse solaire, sauf pour TY CrA où le compagnon a une masse de $1,6 M_{\odot}$)

Dans le cas du scénario de formation des binaires par capture dynamique, une relation entre la masse de la primaire et le rapport des masses devrait être présente

dans nos systèmes : plus l'étoile primaire est massive, plus elle a de chance de capturer une étoile massive. La figure IV.4 montre qu'une telle caractéristique est absente et que le rapport de masse ne semble pas dépendre de la masse de la primaire. Le rapport de masse moyen pour nos systèmes visuels est de $\frac{1}{3}$.

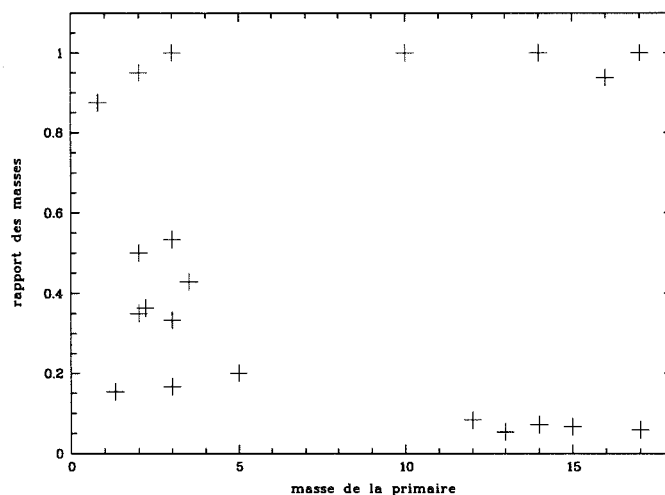


Figure IV.4 – Le rapport des masses de nos binaires observées lors de notre étude en fonction de la masse de la primaire. Sont incluses les binaires spectroscopiques (avec un compagnon hypothétique d'une masse solaire, sauf pour TY CrA où le compagnon a une masse de $1,6 M_{\odot}$)

La capture par l'intermédiaire d'un disque permet d'écarter le couplage entre le rapport des masses des deux composantes et la masse de la primaire (McDONALD & CLARKE 1995) : ce mécanisme a tendance à détruire les disques circumbinaires. Or justement, mis à part le cas du système binaire MWC 1080 où les deux étoiles présentent un excès infrarouge, la plupart de nos systèmes binaires ne montrent pas de signe de présence de disque circumbinaire (l'excès infrarouge est majoritairement présent dans la primaire).

GHEZ *et al.* (1997b), soulignent que la formation des binaires par fragmentation du nuage originel est un mécanisme plausible pour les T Tauri. Avec les données à notre disposition, la même conclusion peut être atteinte pour les étoiles HAeBe de Herbig.

IV.4 La fonction de masse initiale

Pour nos 68 étoiles observées au moyen de l'Optique Adaptative, il y a en tout 47 compagnons ; ceci représente un pourcentage d'environ 70 % d'étoiles nouvelles. La probabilité de compagnon (comme définie par REIPURTH & ZINNECKER 1993) est

$$cp = \frac{2 \times 23 + 3 \times 4 + 5 \times 5 + 6 \times 1 + 7 \times 1}{38 + 2 \times 23 + 3 \times 4 + 5 \times 5 + 6 \times 1 + 7 \times 1} \approx 0,72.$$

Sachant que le rapport de masse est de l'ordre de $\frac{1}{3}$, les compagnons apportent ainsi en moyenne 24 % de la masse, soit une fraction de masse qu'il faudra prendre en compte pour estimer la fonction de masse initiale des HAeBe.

*How can you be satisfied
with things the way they are
when all that surrounds us now
and so much more
remains inside
the keeper's dark embrace?*

*Dead Can Dance
A design for living – Spleen and Ideal*

Chapitre V

Une étude approfondie du système triple TY CrA

Sommaire

V.1 Le nuage R Corona Australis	119
V.2 TY CrA : une étoile HAeBe binaire à éclipse	121
V.3 L'étude spectroscopique de la binarité de TY CrA	121
V.4 La modélisation dynamique de TY CrA	155
V.5 L'environnement circumstellaire de TY CrA	180
V.6 Les autres propriétés de TY CrA	193

V.1 Le nuage R Corona Australis

Le complexe de nuages sombres de la Couronne Australe (CrA=Corona Australis ou autrefois Corona Austrina) se situe en dehors du plan galactique, à une latitude comprise entre $b = -22^\circ$ et -17° . Il est composé de trois larges bandes de condensations moléculaires noyées dans de l'hydrogène neutre. Le complexe entier s'étale sur plus d'une dizaine de parsecs, de façon parallèle au plan galactique. La masse moléculaire totale de ces nuages a été estimée à $7\,000\,M_\odot$ (CAPPA DE NICOLAU & POPPEL 1991). Le plus massif de ces nuages (sa masse représente environ $4\,300\,M_\odot$) est appelé « nuage R CrA » du nom de l'étoile variable R CrA située en son centre. Il se situe à une distance d'environ $130\,\text{pc}$: une estimation de la distance a été faite par MARRACO & RYDGREN (1981) en réalisant des mesures photométriques de certaines étoiles appartenant au nuage ; HIPPARCOS a confirmé cette valeur en mesurant pour HD 176386, étoile un peu au sud de TY CrA, une distance de $136\,\text{pc}$ (soit une parallaxe de $\pi = 0,00735''$; notons que HD 176386 est cependant double, voir V.6.3). Le nuage R CrA s'étend sur plus de $1,5 \times 0,5\,\text{pc}$.

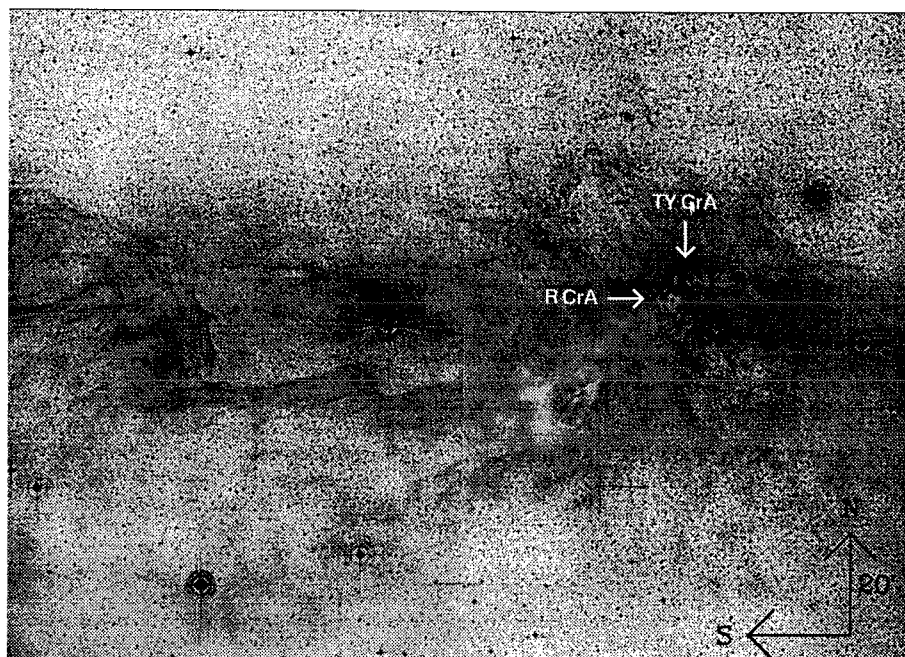


Figure V.1 – Une vue d’ensemble de la région de formation d’étoiles de la Couronne Australe. Sur cette représentation, la lumière de l’étoile TY CrA est diluée par celle provenant de la nébuleuse par réflexion associée, mise en valeur par un long temps d’exposition. L’image (en négatif) a été obtenue avec le télescope de Schmidt (ESO) pour un temps de pose de 150 minutes (REIPURTH 1989)

L’apparence optique du nuage R CrA est dominée par les nébuleuses par réflexion NGC 6726, 6727 qu’illuminent TY CrA, HD 163296, et NGC 6729 associée à R CrA.

Sa localisation dans une région du ciel apparemment libre de contamination par de la poussière ou du gaz moléculaire en direction de l’observateur, et sa distance relativement faible comparée aux autres régions de formation d’étoiles (R CrA est ainsi 3 à 4 fois plus proche que le complexe d’Orion), en font un laboratoire idéal pour étudier la formation stellaire.

Différentes caractéristiques indiquent que des étoiles sont en train de se former dans le nuage : la présence d’objets de Herbig-Haro, de sources infrarouges enfouies (sans contrepartie optique), des étoiles jeunes avec des raies en émission et fort excès infrarouge. L’âge estimé pour l’ensemble des sources est au plus de quelques millions d’années (KNACKE *et al.* 1973). Récemment, WILKING *et al.* (1997) ont réalisé des images en infrarouge (avec FWHM $\approx 1,75''$ pour les étoiles) sur environ $170''^2$ du nuage autour de R CrA et ont détecté entre 20 et 40 étoiles encore en formation, profondément enfouies dans le nuage. L’extinction visuelle pour ces objets déduite de leur étude est de $A_V = 20$ magnitudes. Ces auteurs ont également estimé une fréquence de binaires de l’ordre de 17 % dans le nuage R CrA, en ne considérant cependant que les systèmes

visuels ($\rho > 1''$). Il est assez remarquable que les 5–6 étoiles les plus brillantes soient des étoiles doubles (GRAHAM 1991).

V.2 TY CrA : une étoile HAeBe binaire à éclipse

L'étoile TY CrA est une des étoiles les plus brillantes ($m_V = 9,6$) du nuage R CrA, mais aussi l'une des moins actives. Son type spectral est B8–9. Mis à part son manque apparent de raies en émission, elle correspond tout à fait aux critères de sélection pour être classifiée étoile Ae/Be de Herbig.

Une caractéristique essentielle de cette étoile est que ses variations périodiques de luminosité ont été découvertes très tôt, dès 1916 par INNES. La nature de ce système binaire à éclipse ainsi que sa période précise ($P = 2,888777$ jours) n'ont été toutefois clairement établies qu'en 1981 par KARDOPOLOV *et al.*.

V.3 L'étude spectroscopique de la binarité de TY CrA

V.3.1 Prologue

La première motivation pour l'analyse spectroscopique de TY CrA est due à l'analogie de son fort excès infrarouge avec celui de l'étoile β Pictoris. Cette dernière étoile est connue pour son disque de poussières, mis en évidence pour la première fois par diffusion par SMITH & TERRILE (1984) (voir aussi MOUILLET *et al.* 1997a). La partie gazeuse du disque est également très étudiée (LAGRANGE *et al.* 1998; MOUILLET *et al.* 1997b; BEUST *et al.* 1996). Un suivi spectroscopique attentif de l'étoile a mis en évidence que de la matière gazeuse tombait sur l'étoile de manière sporadique. Un modèle a alors été proposé par les précédents auteurs pour expliquer ses variations spectroscopiques : le dégazage de comètes en chute libre sur β Pic peut rendre compte des observations.

Un possible disque de gaz ou des indices de chutes cométaires ont été recherchés dans TY CrA (GRAHAM 1992). Seulement, aucun indice évident d'accrétion gazeuse variable sur l'étoile n'ayant été observé, c'est l'analyse de sa binarité spectroscopique qui nous a majoritairement occupé.

Étant donné son caractère de binaire à éclipse, le système TY CrA méritait en effet une étude spectroscopique poussée afin de détecter des variations de vitesse radiale : si des éclipses sont observées, le mouvement orbital des deux composantes du système binaire a lieu dans un plan plus ou moins parallèle à la ligne de visée – géométrie particulièrement favorable pour détecter des variations de vitesse radiale, en phase avec les observations spectroscopiques. Cette étude spectroscopique s'avérait d'autant plus nécessaire que les observations photométriques seules, publiées à l'époque, ne permettaient pas de déterminer tous les paramètres physiques du système.

HERBIG & RAO (1972) n'avaient pas détecté de variations de vitesse radiale pour TY CrA (sur la base réduite de trois spectres pris en 1946); CARDELLI & WALLERSTEIN (1989) ont quant à eux bien observé un déplacement en vitesse de certaines raies (Ca II, Fe II, Si II), sans toutefois affirmer le statut de binaire spectroscopique pour TY CrA.

Avec Anne-Marie LAGRANGE, Jérôme BOUVIER et Hervé BEUST, nous avons entrepris un suivi spectroscopique de l'étoile TY CrA afin d'étudier son caractère de binaire spectroscopique. Cette étude, qui a débuté dans le cadre de mon stage de DEA en 1992-93, s'est poursuivie pour devenir une partie importante des travaux réalisés au cours de cette thèse. Les différents résultats obtenus depuis le commencement de nos observations spectroscopiques sont présentés dans les articles qui suivent.

V.3.2 Une binaire de type SB1

Dans ce premier article (LAGRANGE *et al.* 1993) consacré à l'étoile TY CrA, nous avons mis en évidence pour la première fois son caractère de binaire spectroscopique de type SB1 : nous avons proposé la première courbe de vitesse radiale (figure 9 de l'article) pour cette étoile. La période spectroscopique est égale à la période photométrique précédemment déterminée par KARDOPOLOV *et al.* (1981), $P \approx 2,9$ jours.

La présence des raies fines en absorption est discutée : soit elles proviennent d'un disque gazeux lié à l'étoile primaire, soit ces raies sont d'origine photosphérique, et dans ce dernier cas la rotation de l'étoile primaire ($V_{\text{rot}_1} < 10 \text{ km s}^{-1}$) sur elle-même est sous-synchrone par rapport à son mouvement orbital (si son axe de rotation est bien perpendiculaire à son plan orbital).

Enfin, la signature spectroscopique de la secondaire est suspectée dans le doublet Na I 5 890 and 5 896 Å (voir figure 5 de l'article).

High resolution spectroscopic observations of TY Coronae Austrinae*

A.M. Lagrange, P. Corcoran, and J. Bouvier

Groupe d'Astrophysique de Grenoble, Université J. Fourier, B.P. 53X, F-38041 Grenoble Cédex, France

Received December 7, 1992; accepted February 12, 1993

Abstract. We present high resolution spectroscopic observations of the Herbig star TY CrA in the Ca II K, Ca II triplet, Mg II, Ti II, H α , He I, O I and Na I regions. Narrow absorption features (FWHM ≤ 50 km s $^{-1}$ and sometimes as small as 8 km s $^{-1}$) are observed in all these lines and have a variable radial velocity between -75 and +84 km s $^{-1}$. We find that the velocity variations of all the narrow lines are periodic, with a period equal to the 2.888777d photometric period previously reported by Kardopolov et al. (1981). Our data thus provide the first direct evidence that TY CrA is a spectroscopic binary. We suggest two possible origins for these lines: 1) the narrow features are photospheric, implying that TY CrA is a late type (B7V) star with a very low $v \sin i$ (≤ 6 km s $^{-1}$). Since TY CrA is known to be an eclipsing binary with an orbital period close to 2.9 days (Kardopolov et al. 1981), such a small $v \sin i$ indicates sub-synchronous rotation; 2) TY CrA is a rapidly rotating B star ($v \sin i \geq 200$ km s $^{-1}$) surrounded by a gaseous disk or shell, in which most of the observed narrow lines form.

Key words: stars: circumstellar matter – stars: binaries – stars: TY CrA

1. Introduction

The southern star TY CrA is embedded in the reflection nebulae NGC 6726/7 and has been classified as a B9 Herbig star by Herbig & Rao (1972). Stellar parameters are listed in Table 1. A strong far IR excess was detected on TY CrA (Cruz-Gonzales et al. 1984; Wilking et al. 1985) and attributed to circumstellar (CS) cold (≤ 100 K) grains, larger than the usual interstellar (IS) grains. Recently, a model has been proposed by Hillenbrand et al. (1992) to explain the spectral energy distribution (SED) of a number of pre-Main-Sequence (PMS) stars of intermediate

mass, among which TY CrA. Adopting a spectral type of A5 for TY CrA and a $v \sin i$ of 88 km s $^{-1}$, they argue from the spectral energy distribution that the star is surrounded by a gas and dust envelope. However, we show below that TY CrA's spectral type is actually earlier than A0, and its $v \sin i$ cannot be equal to 88 km s $^{-1}$. Moreover, TY CrA is known to be an eclipsing binary, with a 2.9 days period (Kardopolov et al. 1981), so that the companion might contribute to the strong IR excess of the system.

The SED of TY CrA has also been recently studied by Bibó et al. (1992) and interpreted as the signature of CS cold dust located at least 1000 AU away from the star. According to them, TY CrA could be in a rather late state of pre-Main-Sequence evolution, where the inner part of the disk has already been cleared away. These conclusions are in agreement with the ones of Cruz-Gonzales et al. (1984).

While TY CrA's near-IR spectrum has been the subject of various studies (e.g. Whittet et al. 1983 for the 3 μ region and Roche et al. 1991 for the 10 μ region), the visible part of the spectrum has been less investigated. Finkenzeller & Mundt (1984), in a survey of Herbig stars, published a spectrum in the H α region, which shows a narrow absorption core at the bottom of a broader line. They claim that some emission is present, partly filling in the absorption, but conclude that the pre-Main-Sequence status of TY CrA is questionable.

Cardelli & Wallerstein (1989) published observations of interstellar (IS) lines of Ca II, CN, CH and CH $^+$, together with Ca II K, Ca II H, Si II and Fe II lines identified as stellar absorp-

¹ Granam J.A., *Publ. Astr. Soc. Pac.*, 1992, 104, 479

² Kilkenny D., Whittet D.C.B., Davies J.K., Evans A., Bode M.F., Robson E.I. and Banfield A.M., *S. African Astron. Obs. Circ.* 1985, 9, 55

³ Cardelli J.A. and Wallerstein G., *A.J.*, 1989, 97, 1099

⁴ Whittet D.C.B., Martin P.G., Hough J.H., Rouse M.F., Bailey J.A. and Axon D.J., *Ap. J.*, 1992, 386, 562

⁵ "Star Catalog", *Smithsonian Astrophysical Observatory*, 1966

⁶ Herbig G.H. and N. Kameswara Rao, *Ap. J.*, 1972, 174, 401

⁷ Hillenbrand L.A., Strom S.E., Vrba F.J. and Keene J., *Ap. J.*, 1992, 397, 613

⁸ Bibó E.A., Thé P.S. and Dawanas D.N., *A. & A.*, 1992, 260, 293

Send offprint requests to: A.M. Lagrange

* Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile, and on data collected from the SIMBAD data retrieval system, database of the Observatoire de Strasbourg, France, Astronomical Data Center

Table 1. Stellar parameters of TY CrA and HD 176386

	TY CrA	Comparison star
HD number		176386
SAO number	210829	210828
R.A. (1950)	18 58 18.55	18 58 16.58
Dec. (1950)	-36 56 51.9	-36 57 44.9
V	9.4–9.8 ¹	7.217 ²
B–V ²	+0.478	+0.117
U–B ²	+0.088	-0.042
E_{B-V}	0.48 ³ –0.55 ⁴	
Spectral Type	B2 ⁵ .B9e ⁶ .A5 ⁷	B9 ⁶ .A0 ⁵
distance ⁷ (pc)	130	
Luminosity ³ (L_{\odot})	81–99	58
$v \sin i$ ⁷ (km s ⁻¹)	88	

tions. They showed that the Ca II lines are variable in velocity. They also noticed that these lines are very narrow, indicative of a surprisingly small $v \sin i$ for this star known to be a member of a close binary system. More recently, Graham et al. (1992) reported the presence of a few absorption lines of He I, O I, Si II, H α and high Paschen lines in a medium resolution ($R \simeq 10000$) spectrum of TY CrA. Noticeably, they detected 5876 Å He I in absorption, identified as a photospheric feature, which is variable in velocity.

In order to further investigate the nature of this object, we obtained high resolution spectra ($R \simeq 60000$) of TY CrA with the ESO Coude Echelle Spectrometer between 1990 and 1992. The observational procedure is described in Sect. 2. The results are presented in Sect. 3 and discussed in Sect. 4, where we focus on the issue of the origin of the lines.

2. Observations

High resolution spectra ($R \simeq 60000$) of TY CrA have been obtained between 1990 and 1992 with the ESO Coude Echelle Spectrometer (CES) fed by the 1.4m Coude Auxiliary Telescope (CAT). Part of the observations were made under remote control from ESO Garching. The detector was a 1024² pixels (15 μ pixel size) RCA CCD.

Table 2 gives the journal of the observations for TY CrA, and for HD 176386, which is located in the same cloud 1 arcmin away from TY CrA (see stellar parameters in Table 1). Both stars were observed in the same spectral regions with the same instrumentation, so as to identify and remove the possible IS contribution in the TY CrA data.

We followed a standard reduction procedure using the ESO MIDAS software: the CCD data were bias corrected and flat-fielded, and 1-D spectra extracted. The S/N of the data is variable from one spectrum to the other, and strongly depends on weather conditions. The spectra were wavelength calibrated using a thorium-argon spectrum. The final accuracy of the wavelength calibration is about 2 km s⁻¹.

Table 2. Journal of the observations

Date	UT (start obs)	Durauon (seconds)	Line (Å)
TY CrA			
90/09/12	01:28:37	3600	3933
91/07/14	05:09:11	3600	3933
91/07/14	07:12:22	3600	3933
91/07/14	23:43:23	3600	3933
91/07/15	05:26:39	3600	3933
91/07/15	06:28:36	3600	3933
91/07/15	08:05:04	3600	3933
92/07/10	05:51:08	3600	4475
92/07/10	07:38:16	3600	4475
92/07/10	08:39:17	3493	4475
90/10/13	00:01:36	1200	5885
90/10/13	00:22:48	1200	5885
92/07/05	03:40:24	3300	5885
92/07/06	04:06:07	3600	5885
92/07/09	06:15:32	3600	5885
90/10/13	23:54:35	1800	6563
90/10/14	00:26:24	1800	6563
91/07/12	09:08:08	1121	6563
91/07/13	04:50:26	1200	6563
92/07/05	02:11:18	3600	6563
92/07/05	09:13:30	3600	6563
92/07/06	00:01:46	3600	6563
92/07/06	01:52:10	3600	6563
90/10/14	01:07:15	1800	7774
90/10/14	01:38:44	1800	7774
91/07/12	03:15:41	2700	7774
90/10/12	00:01:38	2700	8542
90/10/12	00:50:50	2700	8542
90/10/13	01:07:35	2700	8542
90/10/13	01:57:10	2700	8542
91/07/11	07:07:54	2700	8542
91/07/11	07:54:25	2700	8542
91/07/12	05:16:54	2700	8542
91/07/12	06:03:37	2700	8542
92/07/05	07:21:52	3600	8542
HD 176386			
91/07/15	00:49:57	3600	3933
92/07/10	06:55:02	2400	4475
90/10/13	00:48:23	900	5885
92/07/05	04:40:13	3300	5885
92/07/06	03:17:24	2700	5885
92/07/07	05:21:26	819	5885
92/07/09	07:18:59	3300	5885
92/07/05	01:22:15	2700	6563
92/07/06	01:04:26	2700	6563
91/07/10	05:30:50	2700	8542
91/07/10	06:15:44	2700	8542
92/07/05	08:24:44	1800	8542

3. Results

The spectra obtained for the H_α , Ca II K, Ca II triplet, O I, Na I, He I, Ti II and Mg II lines are displayed in Figs. 1 to 3. Table 3 lists the equivalent widths (EW), FWHM and heliocentric velocities of the narrow absorption features observed in these lines for each spectrum. The quoted errors on the equivalent width mainly come from the error in positioning the continuum. We describe each line in detail in the following.

3.1. The H_α lines

The H_α line consists of two parts (see Fig. 1): a broad photospheric absorption and a relatively narrow core (FWHM $\simeq 40 \text{ km s}^{-1}$). The later is variable in velocity, between -52 and $+75 \text{ km s}^{-1}$ in our set of data. Although some changes can be seen in the equivalent width of the narrow feature, we cannot definitely conclude that they are real, because of the recently detected non linearity effects in the CCD we used (Gosset 1991) and also because of the measurement uncertainties.

In their data, Finkenzeller & Mundt (1984) mentioned that emission could be present, partly filling in the absorption. Even though no strong emission is clearly seen in our data, we do detect some structures at the top of the narrow absorption core which may be interpreted as emission: compare for instance the H_α profiles of Oct. 1990 with the first spectrum of Jul. 1991, and the last spectrum of Jul. 1992.

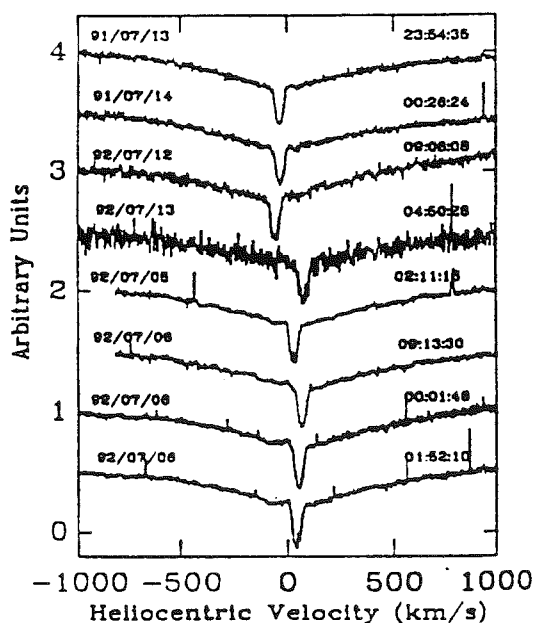


Fig. 1. High resolution spectra of the H_α line towards TY CrA. The spectra are on an heliocentric velocity scale: in ordinates, arbitrary units. A narrow absorption core, whose velocity varies with time, is present at the bottom of a broad absorption line. Note that the small and narrow features appearing in emission are not real, but due to cosmic rays. This will be valid for all figures except for Fig. 4

3.2. The Ca II K lines

Three components are generally observed (see Fig. 2a) in TY CrA's Ca II spectrum. One at -3 km s^{-1} is unresolved, and has an equivalent width of 35 mÅ ; this component is stable with time, and is also observed in the spectrum of HD 176386 (see Fig. 2b). Its IS origin, already proposed by Cardelli & Wallerstein (1989), and by Crawford et al. (1991), is definitely proved. Another, fainter component (5 mÅ), is also seen in the good S/N spectrum of HD 176386, at an heliocentric velocity of $\simeq -20 \text{ km s}^{-1}$. Its velocity is again compatible with the one of the IS line observed in the direction of HD174632 by Crawford (1991), attributed to the local interstellar medium, while the -3 km s^{-1} component was attributed to the CrA cloud.

The velocity of the third component is variable with time, between -65 and -8 km s^{-1} in the present set of data. Its equivalent width is about 100 mÅ . Another interesting result is the narrow width of the line: except in the first spectrum of July 14, 1991, where the line is blended with the IS one, the FWHM of the line is $\simeq 8 \text{ km s}^{-1}$. Note that the line is actually narrower than this value: indeed, we observe important velocity shifts: 1 to 4 km s^{-1} per hour, i.e. per typical exposure time for the center of the lines. The width of the line is then increased by the same amount. This remark will apply for all the variable lines.

3.3. The Ca II triplet lines

Shallow ($\simeq 40 \text{ mÅ}$ EW) and narrow (FWHM $\simeq 9 \text{ km s}^{-1}$) Ca II triplet lines, arising from the 2D metastable level (2 eV) are observed in the spectrum of TY CrA (Fig. 3). Their heliocentric velocity is also variable with time, between -65 and $+84 \text{ km s}^{-1}$. The velocity variations are correlated with those measured for the H_α core. A very broad and faint absorption is also observed (e.g. in Jul. 1991), corresponding to P15.

3.4. The O I lines

Narrow (FWHM $\simeq 8 \text{ km s}^{-1}$) lines of the O I triplet, arising from the 5S (9.1 eV) level, of about 100 mÅ equivalent width for the strongest line, are observed (Fig. 4); they are variable in velocity with time, and may be also in equivalent width in our restricted set of data. The measured equivalent widths ($115:90:85 \text{ mÅ}$) compared to the oscillator strengths ($0.4:0.3:0.18$) show that saturation effects do occur.

Interestingly enough, we observe in the 1991 data, superimposed onto these absorptions, blueshifted narrow emission components (-10 km s^{-1} with respect to the center of the absorptions). They are quoted with an (e) in column 6 of Table 3. The emission lines are much stronger in the second spectrum, which was taken only 30 minutes after the first one. As these emissions are seen in all the three components, and as their respective intensities are compatible with the respective intensities of the absorptions, we conclude that these features are not artefacts. These are then the first narrow emission lines observed above the continuum level in the spectrum of TY CrA.

Table 3. Parameters of the narrow lines observed towards TY CrA: equivalent width, FWHM and heliocentric velocity. Note that for the Mg II lines, we give the *total* equivalent width of the doublet, and the velocity of *each* component of the doublet

Element	Line (Å)	Object	Date	UT (start obs)	eq. width (mÅ)	FWHM (km s ⁻¹)	Helio. velocity (km s ⁻¹)
Ca II K (faint component) (narrow component)	3933 Å	TY CrA	90/09/12	01:28:37	115±15	8	-64.2
	"	"	"	"	25±5	unresolved	-3.6
	"	"	91/07/14	05:09:11	130±30	11	-7.7
	"	"	"	07:12:22	97±10	8	-24.6
	"	"	"	"	30±10	unresolved	-1.6
	"	"	"	23:43:23	100±10	7	-75.3
	"	"	"	"	31±10	unresolved	-2.2
	"	HD 176386	91/07/15	00:49:57	6±5	34	-19.9
	"	"	"	"	16±5	2	-1.6
	"	TY CrA	"	05:26:39	99±5	8	-49.1
	"	"	"	"	29±5	unresolved	-2.2
	"	"	"	06:28:36	92±5	8	-46.4
	"	"	"	"	24±5	unresolved	-2.4
	"	"	"	08:05:04	103±10	7	-36.4
	"	"	"	"	32±10	unresolved	-2.7
Ca II triplet	8542 Å	"	90/10/12	00:01:38	37±10	6	+84.1
	"	"	"	00:50:50	39±10	6	+83.0
	"	"	90/10/13	01:07:35	39±10	9	-57.5
	"	"	"	01:57:10	37±10	9	-61.7
	"	"	91/07/11	07:07:54	42±5	8	-2.1
	"	"	"	07:54:25	40±5	7	-8.2
	"	"	91/07/12	05:16:54	45±5	9	-65.0
	"	"	"	06:03:37	46±4	8	-61.4
	"	"	92/07/05	07:21:52	51±3	6	+64.8
H_{α} (narrow component)	6563 Å	"	90/10/13	23:54:35	423±10	42	-35.3
	"	"	90/10/14	00:26:24	415±10	40	-31.6
	"	"	91/07/12	09:08:08	442±10	50	-52.2
	"	"	91/07/13	04:50:26	436±15	52	+75.3
	"	"	92/07/05	02:11:18	421±10	60	+29.3
	"	"	"	09:13:30	449±10	43	+66.1
	"	"	92/07/06	00:01:46	480±10	48	+51.4
	"	"	"	01:52:10	478±10	45	+40.5
He I	4471 Å	"	92/07/10	05:51:08	82±10	30	-67.8
	"	"	"	07:38:16	100±10	67	-60.4
	"	"	"	08:39:17	98±10	48	-51.2
	5875 Å	"	90/10/13	00:01:36	89±10	55	-49.2
	"	"	"	00:22:48	87±10	56	-51.2
	"	"	92/07/06	04:06:07	72±5	39	+30.9
Ti II	4468 Å	"	92/07/10	05:51:08	<10	9	-73.7
	"	"	"	07:38:16	<10	9	-64.8
	"	"	"	08:39:17	<10	9	-61.3
Na I (faint component)	5890 Å	"	90/10/13	00:01:36	92±5	4	-4.3
	"	"	"	00:22:48	93±5	4	-4.4
	"	HD 176386	"	00:48:23	82±5	4	-4.0
	"	TY CrA	92/07/05	03:40:24	103±5	4	-1.7
	"	"	"	"	12±5	9	+40.5
	"	HD 176386	"	04:40:13	86±5	3	-1.7
	"	"	92/07/06	03:17:24	89±5	3	-1.7
	"	TY CrA	"	04:06:07	94±5	4	-2.0

Table 3. (continued)

Element	Line (Å)	Object	Date	UT (start obs)	eq. width (mÅ)	FWHM (km s ⁻¹)	Helioc. velocity (km s ⁻¹)
(faint component)	"	"	"	"	8 ± 5	9	+25.8
	"	HD 176386	92/07/07	05:21:26	89 ± 5	2	-1.9
	"	TY CrA	92/07/09	06:15:32	106 ± 5	4	-1.8
	"	HD 176386	"	07:18:59	86 ± 5	2	-1.5
	5895 Å	TY CrA	"	00:01:36	90 ± 5	4	-4.3
	"	"	"	00:22:48	88 ± 5	4	-4.3
	"	HD 176386	"	00:48:23	80 ± 5	4	-4.0
	"	TY CrA	92/07/05	03:40:24	88 ± 5	4	-1.9
(faint component)	"	"	"	"	6 ± 5	7	+43.3
	"	HD 176386	"	04:40:13	78 ± 5	3	-1.7
	"	"	92/07/06	03:17:24	78 ± 5	3	-1.7
	"	TY CrA	"	04:06:07	84 ± 5	3	-2.1
(faint component)	"	"	"	"	7 ± 5	12	+25.9
	"	HD 176386	92/07/07	05:21:26	73 ± 5	2	-2.1
	"	TY CrA	92/07/09	06:15:32	78 ± 5	3	-1.8
	"	HD 176386	"	07:18:59	73 ± 5	2	-1.6
O I	7771 Å	TY CrA	90/10/14	01:07:15	111 ± 4	7	-23.3
	"	"	"	"	3 (e)	unresolved	-32.1
	"	"	"	01:38:44	119 ± 4	8	-20.1
	"	"	"	"	12 (e)	10	-31.2
	"	"	91/07/12	03:15:41	133 ± 2	9	-73.1
	7774 Å	"	90/10/14	01:07:15	89 ± 4	7	-23.8
	"	"	"	"	4 (e)	3	-32.8
	"	"	"	01:38:44	106 ± 4	8	-20.5
	"	"	"	"	17 (e)	3	-32.8
	"	"	91/07/12	03:15:41	124 ± 2	9	-73.3
	7775 Å	"	90/10/14	01:07:15	84 ± 4	8	-23.8
	"	"	"	"	6 (e)	unresolved	-32.6
	"	"	"	01:38:44	94 ± 4	8	-20.4
	"	"	"	"	6 (e)	unresolved	-33.6
	"	"	91/07/12	03:15:41	105 ± 2	8	-73.3
Mg II	4481 Å	"	92/07/10	05:51:08	163 ± 15	52	-72.9
	"	"	"	"	"	"	-72.7
	"	"	"	07:38:16	158 ± 15	28	-64.2
	"	"	"	"	"	"	-63.1
	"	"	"	08:39:17	159 ± 15	34	-57.9
	"	"	"	"	"	"	-58.9

3.5. The Na I lines

Strong and narrow Na I lines are observed towards TY CrA (Fig. 5a); they are not variable with time; moreover, they are also observed towards the comparison star, HD 176386 (Fig. 5b). They are therefore of interstellar origin. Their heliocentric velocity, -4 km s^{-1} is comparable to the one observed by Crawford (1991), in many directions of the CrA cloud.

We moreover detect a shallow and broad absorption in both lines of the doublet, with an estimated FWHM of about 100 km s^{-1} . The estimated center of this line does not coincide in velocity with the He I line. Also, the central position of the line changes with time; this can be seen in the Jul. 1992 and

Oct. 1990 data, when comparing the position of the stable IS line with respect to the broad absorption: in Oct. 1990, the IS component is in the blue wing of the broad absorption, where as in Jul. 1992, it is in the red wing. The intensity of this broad absorption seems to be variable with time. Although we are unable to accurately measure the radial velocity displacement of the broad component, it is interesting to note that its radial velocity variations seem to be anti-correlated with those of the narrow components.

Finally, we detect in the best S/N data (Jul. 1992) a faint (EW $\leq 10 \text{ mÅ}$) and narrow absorption component, not centered on the broad absorption, but having a velocity similar to that of the 5876 Å He I line, recorded at the same time.

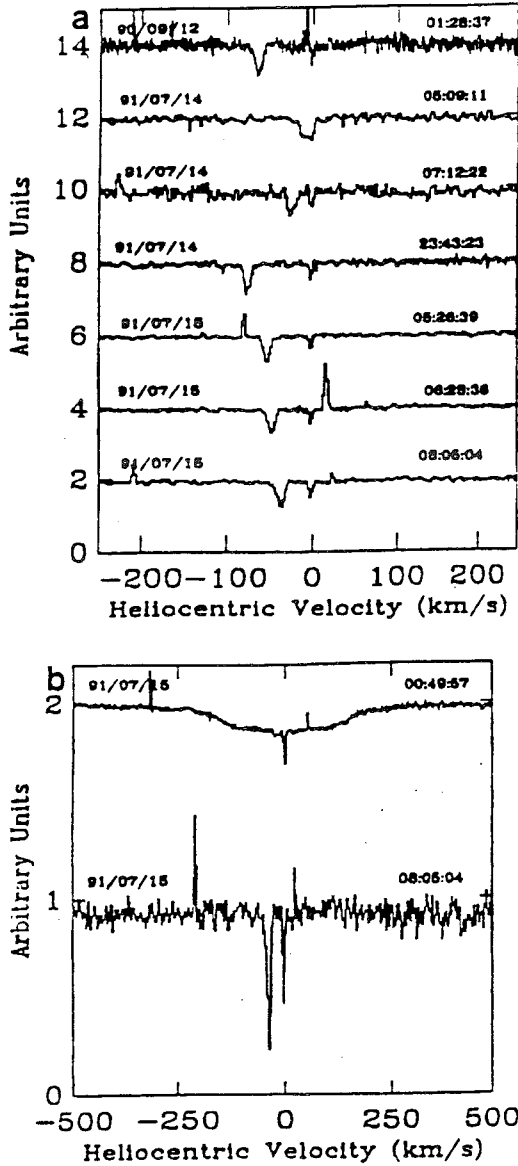


Fig. 2. **a** and **b**. **a** High resolution spectra of the Ca II K line towards TY CrA. Same units as in Fig. 1. Two narrow absorption lines are observed in the spectrum of TY CrA, one stable in time, and the other variable in velocity. **b** Superposition of the Ca II line towards HD 176386 (top) and one of TY CrA (bottom). The narrow and stable component observed towards TY CrA is also present in the direction of HD 176386, which indicates an IS origin

3.6. The He I 5876 and 4471 Å lines

He I lines at 5876 and 4471 Å, arising from the $^3P^0$ level (21 eV) are seen in the spectrum of TY CrA, and their velocity varies with time (Fig. 6 and 7 respectively). The equivalent width of the 5876 Å is about 90 mÅ, and the one of the core of the 4471 Å line is about 100 mÅ. The FWHM of the narrow components are about 55 km s⁻¹ for the former one, and 35 km s⁻¹ for the core of the latter. The 4471 Å line exhibits a complex structure, mainly due to a blend with the 4470 Å [He] line (see for instance

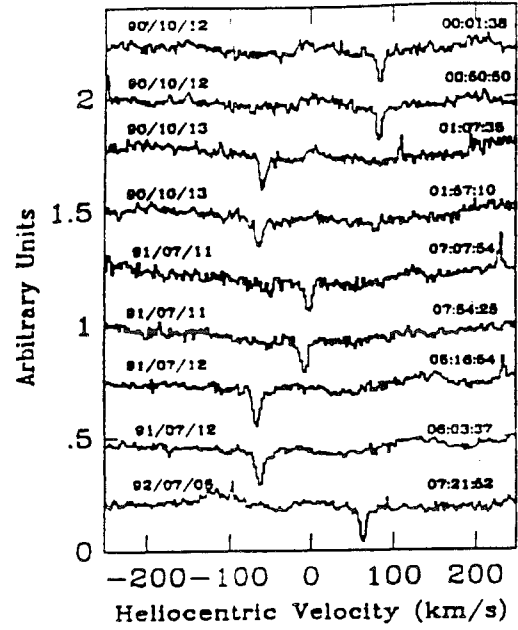


Fig. 3. High resolution spectra of the 8542 Å Ca II triplet line towards TY CrA. Same units as for Fig. 1. Note the highly variable radial velocity of the feature, between -65 and +84 km s⁻¹

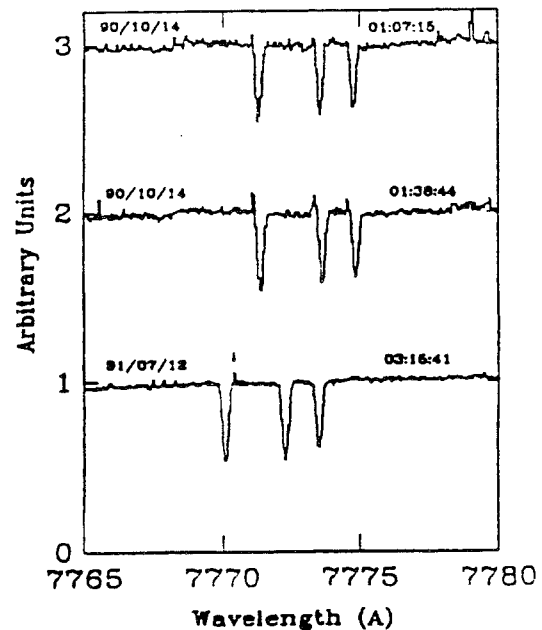


Fig. 4. High resolution spectra of the O I line towards TY CrA. Due to the presence of several lines, the spectra are left on a λ scale, but have been corrected from the Earth motion. The arrow indicates a cosmic ray. Apart from strong absorptions in the triplet, we do observe blueshifted emissions. Both absorptions and emissions have variable velocities; the intensity of the emissions also seems to be variable on a timescale of 30 minutes

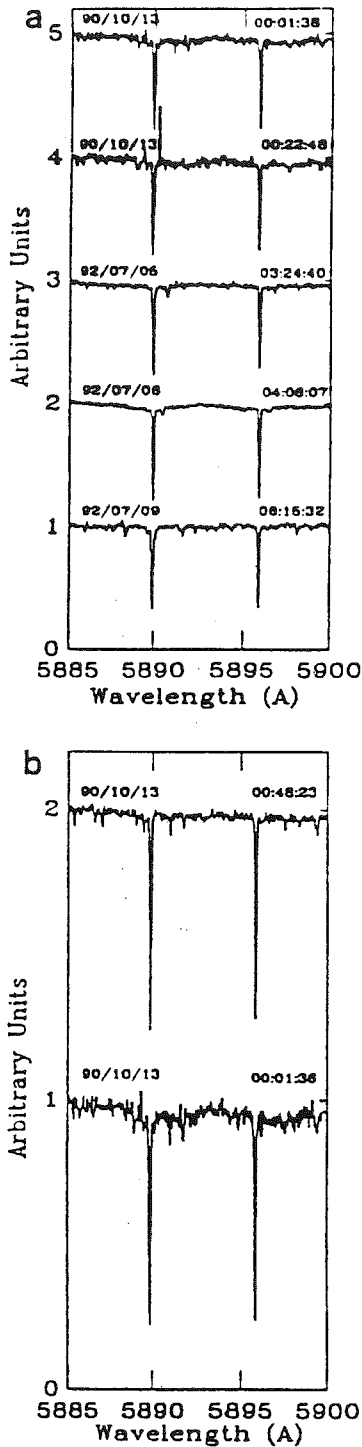


Fig. 5. a and b. a High resolution spectra of the Na I line towards TY CrA. Same units as in Fig. 4. No velocity variation is seen in the Na I strong and narrow lines, which are of IS origin; however, we detect in the good S/N spectra (Jul. 05 and 06, 1992) an additional narrow absorption feature, together with a much broader absorption. The velocity of the broad absorption is variable: compare the position of the center of the broad absorption with respect to the stable narrow and strong IS absorption in Oct. 13, 1990, and Jul. 06, 1992 b Superposition of the Na I line towards HD 176386 (top) and one of TY CrA (bottom). The strong, narrow and stable IS component observed towards TY CrA is also present in the direction of HD 176386

high resolution CES spectra of late B stars in Baade 1989). If we take into account the whole absorption, spread over about 8 Å, we get an upper limit of 400 mÅ for the total absorption.

Noticeably, the He I 5876 Å line is absent in the spectrum of TY CrA published by Finkenzeller & Mundt (1984). This may be due to a temporal variation of the line strength. Alternatively, these authors might have misidentified TY CrA with the nearby star HD 176386 in these observations since the two stars exhibit very similar and strong Na I lines.

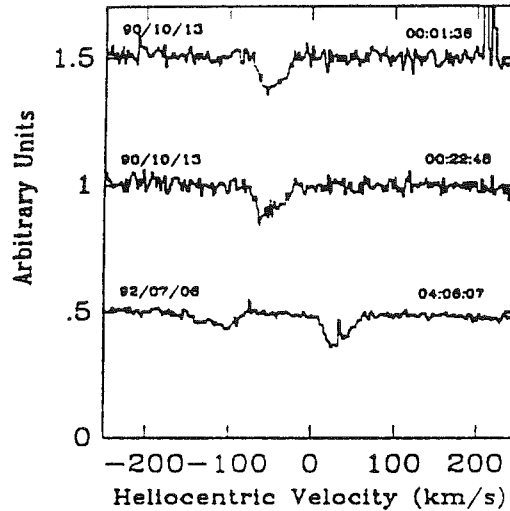


Fig. 6. High resolution spectra of the 5876 Å He I line towards TY CrA. Same units as in Fig. 1. Note that the additional absorption feature observed at $\approx -100 \text{ km s}^{-1}$ in Jul. 1992 is due to a ghost

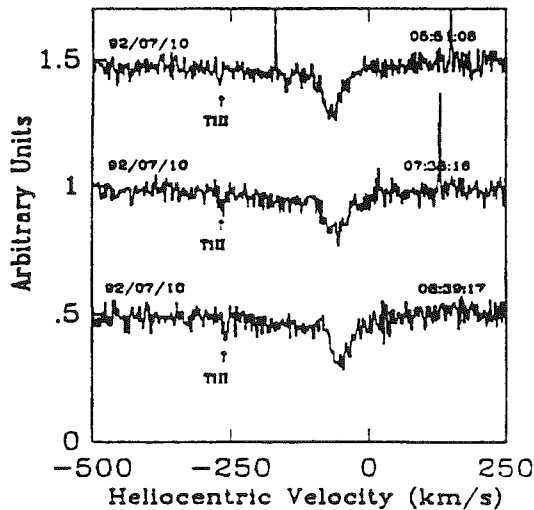


Fig. 7. High resolution spectra of the 4471 Å He I line towards TY CrA. Same units as in Fig. 1. An absorption core is present, together with a complex, broader profile. Also note the presence of a narrow Ti II feature, indicated with an arrow

3.7. The Ti II lines

A faint ($EW \leq 10 \text{ m\AA}$) and narrow ($FWHM \simeq 9 \text{ km s}^{-1}$) Ti II absorption is present at 4468 \AA (Fig. 7). The radial velocity of this component is the same as the one measured on the narrow Mg II lines recorded on the same spectra.

3.8. The Mg II lines

The Mg II doublet, arising from the 2D level (8 eV) is also present with narrow but resolved lines (Fig. 8). The total equivalent width of these lines is somewhat unprecise due to a ghost near the absorption, but about 170 m\AA , and certainly less than 200 m\AA . The velocity of the lines is comparable to the one of the He I 4471 \AA line, recorded in the same spectrum, and to the Ti II one. There is also a marginal evidence for the existence of a broad absorption component in this line. However, the presence of a ghost image in the spectrum makes it difficult to assess.

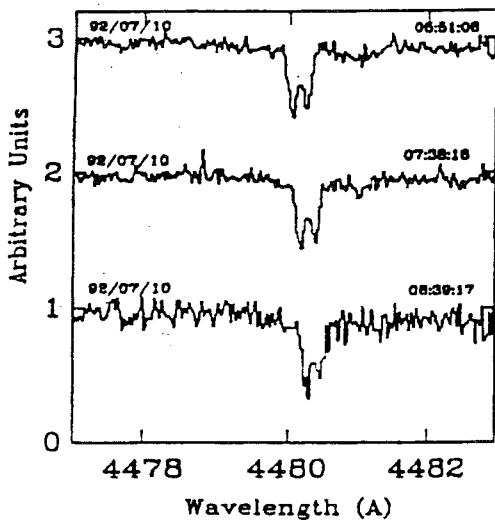


Fig. 8. High resolution spectra of the Mg II lines towards TY CrA. Same units as in Fig. 4. The Mg II doublet is resolved. Note that the additional broad absorption, seen especially in the first spectrum recorded on the red side of the Mg II doublet is not real, but due to a ghost

4. Discussion

The results described above show that TY CrA's spectrum is composite. On one hand, narrow absorption lines ($FWHM \leq 10 \text{ km s}^{-1}$) are clearly observed in the Ca II K, Ca II triplet, Mg II, Na I, O I as well as moderately narrow lines ($FWHM \simeq 50 \text{ km s}^{-1}$) in H_α and He I. On the other hand, broad photospheric lines are clearly seen at H_α and Na I. In addition, the strong and narrow Na I component, as well as one of the two narrow Ca II K components, at -3 km s^{-1} , also present in the spectrum of HD 176386, are of IS origin.

Noticeably, the radial velocity of all the narrow lines ($FWHM \leq 50 \text{ km s}^{-1}$) is variable with time. Furthermore, we

find that the radial velocity variations are periodic, with a period equals to the 2.888777d photometric period previously reported by Kardopoliou et al. (1981). This is shown in Fig. 9 where a 2.888777d phase diagram has been constructed for the radial velocities of all the narrow lines. Our data thus provide the first direct evidence that TY CrA is a spectroscopic binary. That the radial velocity variations of *all* the narrow lines can thus be phased together indicates that all these lines have a common origin. In contrast, we noted above that the broad components of the Na I lines exhibit radial velocity variations that are anti-correlated with those of the narrow component, thus arguing for a distinct origin.

From Fig. 9, we derive a radial velocity semi-amplitude for the primary of $\simeq 75 \text{ km s}^{-1}$: assuming an eccentricity of 0 and $\sin i = 1$ as it is an eclipsing system, and knowing the 2.888777 days period, we derive a semi-major axis of $4.56 R_\odot$ for this component. From the Kepler's third law, we get further constraints on the masses of both objects. For a mass ranging between 4 and $7 M_\odot$ for the B7 primary star, we get a mass ranging between 1.8 and $2.5 M_\odot$ for the secondary, and a total semi-major axis between 15.4 and $18.1 R_\odot$. This would imply an A spectral type for the secondary. Other observations are strongly needed to test this point.

We now address the issue of the origin of the narrow and broad components observed in TY CrA's spectrum. We discuss two possibilities: we first assume that both line systems are of photospheric origin, the narrow lines arising in the photosphere of the primary component of the binary, and the broad Na I lines from the secondary; the other possibility is that the narrow lines are of circumstellar origin and arise from a dust shell surrounding the primary.

If of photospheric origin, the observed width of the narrow Ca II, O I and Mg II lines implies that the $v \sin i$ of the star is very low, less than 7 km s^{-1} . This would also be consistent with the somewhat larger width of the H_α and He I 4471 \AA lines, since B-type stars with very low $v \sin i$ do exhibit such relatively broad H_α and He I profiles (see for instance Slettebak 1981). Supergiant stars also exhibit very narrow lines. However, the equivalent widths we measure for the lines are completely different from those expected for a supergiant: for instance, the H_α line equivalent width is larger than 5 \AA , which is incompatible with any H_α equivalent width measured on supergiant B type stars (see for instance Didelon et al. 1982); besides, supergiants exhibit much more metallic lines than observed in TY CrA's spectrum.

Thus assuming a very slowly rotating B type star, we can further investigate its spectral type. First, the equivalent width of the 3933 \AA Ca II line (115 m\AA) definitely excludes an A type as assumed by Hillenbrand et al. (1992) or even a B9 type for TY CrA: indeed, such stars exhibit much stronger Ca II K lines (see for instance Lagrange-Henri et al. 1990 for Ca II K lines of various A type stars or Adelman 1991 who gives for a B9V standard star, ν Cap, an equivalent width larger than 500 m\AA , and for a standard B7V star, an equivalent width of $\simeq 170 \text{ m\AA}$). This has also been checked with the present data, using the comparison A0 type star HD176386: indeed, the measured

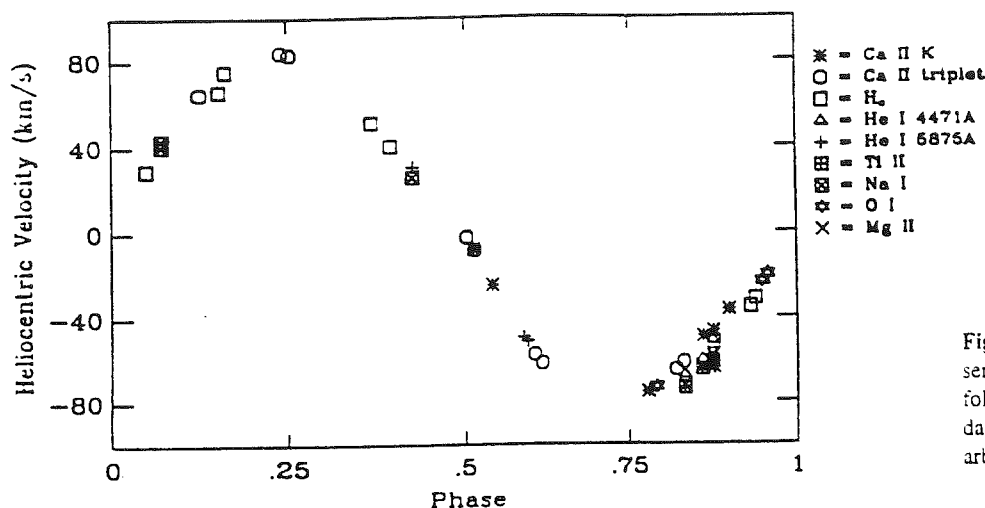


Fig. 9. Heliocentric velocities of all the observed narrow lines ($\text{FWHM} \leq 50 \text{ km s}^{-1}$) folded in phase with a period of 2.88877 days. The origin of phase in the abscissa is arbitrary

equivalent width of its photospheric Ca II line, 470 mÅ , is much larger. Conceivably, TY CrA's Ca II line could be filled in by emission. However, other lines similarly suggest that TY CrA is earlier than B9. In a recent paper, Collins et al. (1991) have computed the equivalent widths of several lines for B-F type stars, of any $v \sin i$ values. Comparing the Mg II equivalent width with these calculations implies a luminosity class of V and a spectral type earlier than B7, while the total He I equivalent width implies a spectral type equal or later than B7. A B7V spectra type would also be compatible with the respective strengths of the 4481 Å Mg II and 4471 Å He I lines. Such a spectral type is considerably different from the Hillebrand et al. (1992) work, who assumed A5V, and somewhat earlier than the one proposed by the recent work of Bib0 et al. (1992) and Finkenzeller & Mundt (1984).

In the framework of this hypothesis, the broad Na I lines observed in TY CrA spectrum would come from the other component of the binary system. This conclusion is supported by the anti-correlated radial velocity variations exhibited by the narrow and broad Na I lines. It is difficult from the spectroscopic data at hand to derive a spectral type for the secondary. However, based on the Na I equivalent width and because we do not observe a broad component in the Ca II lines, it is likely to be a rapidly rotating ($v \sin i \approx 100 \text{ km s}^{-1}$) B-type star. This is consistent with the spectral type derived from the study of the orbital parameters. Additional spectroscopic data are being reduced and will be presented in a forthcoming paper to get more clues on the properties of the secondary.

Some spectral features cannot be accounted for by this interpretation. For instance, the O I lines, with a total equivalent width smaller than 350 mÅ , seem to be weaker than generally observed for late B type (more than 700 mÅ), Main Sequence stars (see Keenan & Hynek 1950 and Thomas et al. 1979); similarly, the Ca II equivalent width is somewhat too small for a B7V star (see above). Furthermore, neither the narrow emissions observed in the O I lines nor the suspected ones in the H_α profile are explained by this photospheric interpretation.

The major problem with the photospheric interpretation is to understand the rotational velocities we deduce for the two

components of the close binary system. According to our interpretation, $v \sin i$ is 7 km s^{-1} for the B-type primary and about 100 km s^{-1} for the secondary. Since this system is an eclipsing binary (Kardoplov et al. 1981), it is seen edge-on, so that $v \sin i$ is a good measure of the true rotational velocity (unless the spin angular momentum vector is not colinear to the orbital angular momentum vector). Assuming a $3 R_\odot$ radius for the primary, we would expect the B7 primary to have a rotational velocity of 55 km s^{-1} if the rotational and the 2.9d orbital motions are synchronized. The very low $v \sin i$ we deduce from the width of the narrow lines conflicts with this expectation. More generally, pre-Main-Sequence and dwarf stars of this mass usually have rotational velocities in excess of 100 km s^{-1} . Hence, the low rotation rate of the primary remains unexplained.

Another interpretation of the spectral properties of TY CrA, which may alleviate the $v \sin i$ problem outlined above, is that the narrow lines originate in a circumstellar shell. Narrow absorption core such as the one observed in the H_α profile of TY CrA are seen in some late B or A type shell stars (see for instance Lagrange-Henri et al. 1990, and Sletteback et al. 1981). Similarly, the narrow Ca II lines could also be of CS origin, since the characteristics of the Ca II K line are very similar to the ones of the Ca II lines observed towards β Pictoris, a star known to be surrounded by a CS disk of dust and gas (see for instance Vidal-Madjar et al. 1986, and Lagrange-Henri et al. 1992). The circumstellar hypothesis may also hold for O I lines. Felenbok et al. (1988) have shown that O I lines are usually observed in Herbig stars, either in emission or in absorption. These lines may be indicative of either chromospheric activity or the presence of an expanding envelope. Finally, the He I lines are also seen in the CS environment of Herbig stars. However, due to the width of the line, we cannot exclude the possibility that part of the line is of CS origin, and part of it of photospheric origin.

In summary, the narrow lines, as well as the H_α core could be explained by CS gas located in a shell or a disk around the primary. As in the previous interpretation, the broad Na I lines arise from the photosphere of the rapidly rotating secondary. We therefore still have to explain why we do not observe any lines originating from the photosphere of the primary in TY CrA's

spectrum. The non detection of a broad Ca II K line, as well as the measured He I equivalent width, could be understood if the primary is a B5-B9V, very rapidly rotating star ($v \sin i \geq 200 \text{ km s}^{-1}$), so that the photospheric profiles are washed out by rapid rotation. The large $v \sin i$ would also explain the weakness of P15 line in our spectrum and solve the problem of a slowly rotating primary encountered with the previous interpretation. A B5-B9V spectral type is still in agreement with previous works (Bibo et al. 1992; Finkenzeller & Mundt 1984). Both the spectral type and $v \sin i$ will be more precisely investigated in a forthcoming paper, based on recently obtained medium resolution spectra of TY CrA in the 3600–9000 Å range.

If the shell or disk hypothesis happens to be confirmed, the observed velocity variations imply that the disk or the shell has an orbital motion similar to that of the primary. This can be understood if the gas is located close to the star, which is true at least for the Ca II and O I, since we observe lines arising from metastable levels.

The data presented above raise questions concerning the evolutionary status of TY CrA. As already mentioned, TY CrA is classified as an Herbig star. Yet, the $H\alpha$ profile differs considerably from the ones of classical Herbig stars where much stronger emission is usually seen (Finkenzeller & Mundt 1984); also the O I and He I profiles are very different: compare for instance these lines in TY CrA and in other Herbig stars in Felenbok et al.'s 1988 sample.

In the hypothesis where all the absorption lines are of photospheric origin, due to a very slowly rotating star, there would be no much spectroscopic support for the pre-Main Sequence (PMS) status of TY CrA. On the opposite, the existence of a CS shell would be more in agreement with a PMS status. In fact, TY CrA's spectrum is more similar to the spectrum of a dwarf surrounded by a disk, such as β Pictoris, than to the spectrum of a classical Herbig star. The widths of the line in particular are quite comparable in TY CrA and β Pictoris. A difference between these 2 stars is that, in addition to lines arising from ground or low excitation levels, we observe some lines arising from higher excited levels in TY CrA than in β Pictoris; and another difference is that we observe emission lines in TY CrA's spectrum. However, these differences can be accounted for by the different spectral types of the 2 stars (late B and A5, respectively). We therefore suggest that TY CrA is located very near the end of its PMS evolution, and perhaps, already on the Main Sequence.

As mentioned above, we may have for the first time detected the spectroscopic signature of the secondary member of the binary system in the Na I line. If confirmed, this would mean that the spectral type of the companion is A. Other signatures need to be searched for, especially in the red part of the spectrum, at well chosen orbital phases.

5. Summary and conclusion

We have described high resolution spectra of the Herbig star TY CrA. Narrow absorption features are observed in the Ca II K, Ca II triplet, Mg II, O I, Ti II and Na I lines. An absorption

core is seen at $H\alpha$, and He I absorption is also observed. All these absorption features exhibit *periodic* radial velocity variations (between -75 and 84 km s^{-1} in our present set of data) with a period of 2.388777 d. This provides the first direct evidence that TY CrA is a spectroscopic binary. We furthermore suggest that TY CrA is an SB2, since we find broad Na I lines to exhibit radial velocity excursions that are anti-correlated with those of narrow lines. The orbital parameters of this SB2 will be further investigated in a forthcoming paper using new data collected at the CES.

We confirm the assumption of Finkenzeller & Mundt (1984), claiming the presence of $H\alpha$ emission, but also, for the first time, we detect narrow emissions in the O I spectrum. In case most of the observed lines arise from the photospheres of the two components of the binary, leading to a B7V spectral type for the primary and a tentative late B or A spectral type for the secondary, these emissions remain unexplained. Also, in such a case, one would have to explain why the star rotates subsynchronously. As an alternative, we suggest that the narrow lines are due to CS gas, either a shell or a disk around a late B-type, rapidly rotating star. Additional observations of TY CrA at both high and medium spectral resolution are currently being analysed and will be presented in a forthcoming paper in an attempt to distinguish between the two interpretations offered here.

Acknowledgements. We are indebted to J. Andersen, C. Catala, J. Zorec, M. Gerbaldi, E. Griffin and O. Hainaut for fruitful discussions. We also thank R. Excoffier and L. Loinard for their help and comments, and ESO staff from La Silla for their help and C. Ounnas, G. Dobbels and V. Reyes for their kind help during the observations made under remote control. We also thank the referee for his fruitful comments.

References

- Adelman, S., 1991, M.N.R.A.S. 252, 116
- Baade, D., 1989, A&AS 79, 423
- Bibo E.A., The P.S. and Dawanas D.N., 1992, A&A 260, 293
- Cardelli J.A. and Wallerstein G., 1989, AJ 97, 1099
- Collins, G.W., II, Truax, R.J. and Cranmer, S.R., 1991, ApJ 77, 541
- Crawford I.A., 1991, Mon. Not. R. Astron. Soc. 250, 707
- Cruz-Gonzalez I., McBreen B.P. and Fazio G.G., 1984, ApJ 279, 679
- Didelon, P., 1982, A&AS 50, 199
- Finkenzeller, U., and Mundt, R., 1984, A&AS 55, 109
- Felenbok, P., Czarny, J., Catala, C. and Praderie F., 1988, A&A 201, 247
- Gosset, E., 1991, private communication
- Graham J.A., 1992, Publ. Astron. Soc. Pac. 104, 479
- Hillenbrand, L.A., Strom, S.E., Vrba, F.J., Keene, J., 1992, ApJ 397, 613
- Herbig G.H. and Rao N.K., 1972, ApJ 174, 401
- Kardopulov V.I., Sahanionok V.V. and Philipjev G.K., 1981, Perem. Zvezdy, 21, 589
- Keenan, P.C., and Hynek, S. A., 1950, ApJ 111, 1
- Lagrange-Henri A.M., Ferlet R., Vidal-Madjar, A., Beust, H., Gry, C., et Lallement, R., 1990, A&AS 85, 1089
- Lagrange-Henri, A.M., Gosset, E., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1992, A&A 264, 637
- Roche, P.F., Aitkin, D.K. and Smith, C.H., 1991, MNRAS 252, 282

- Sletteback, A., 1986, P.A.S.P. 98, 367
Thomas, R.M., Morton, D.C., Murdin, P.G., 1979, MNRAS 188, 19
Vrba, F.J., and Rydgren, A.E., 1984, ApJ 283, 123
Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.M., Ferlet, R., Gry, C., Albert, C.E., 1986,
A&A 167, 325
Whitter D.C.B., Williams P.M., Bode M.F., Davies J.K. and Zealey
W.J., 1983, A&A 123, 301
Wilking B.A., Harvey P.M., Joy M., Hyland A.R. and Jones T.J., 1985,
ApJ, 293, 165

Letter to the Editor

Direct determination of stellar and orbital parameters of the spectroscopic binary TZ CrA

P. Corporon, A.M. Lagrange, and J. Bouvier

Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université J. Fourier, BP 53X, F-38041 Grenoble Cédex, France

Received 25 November 1993 / Accepted 4 January 1994

Abstract. We present high resolution spectra of the Herbig star TY CrA in the Na I doublet region. The spectroscopic binary nature SB2 of this star, known to be the member of a close eclipsing binary system, which was tentatively proposed in a previous paper is here confirmed. The radial velocity curves of both components of the system are built as the function of phase. This allows us to derive directly for the first time the masses for the primary and the secondary, $2.8 \pm 0.2 M_{\odot}$ and $1.5 \pm 0.1 M_{\odot}$ respectively. Other parameters (R_* , L_* , T_*) of both objects are derived. All these data are discussed, as well as the measured rotational velocity of the secondary ($v \sin i = 100 \text{ km s}^{-1}$).

Key words: Stars: circumstellar matter – Stars: binaries – Stars: TY CrA

1. Introduction

The Herbig star TY CrA has been the object of many investigation because of its youth (pre-Main Sequence) and its location in the dense star forming region CrA (Wilking et al. 1986). Photometric observations showed that this object is in fact member of an eclipsing binary system with a photometric period of 2.888777 days (Kardopolov et al. 1981). Many recent theoretical works have suggested that binarity could play an important role in star formation (Reipurth & Zinnecker 1993) but also in planetary system formation (see review by Zinnecker 1989). This young, relatively bright object is thus well suited for further detailed studies. One can expect to determine the parameters of the binary system; one can also manage to possibly test the presence of circumstellar (CS) material around the star.

Recent observations (Lagrange et al. 1993, hereafter Paper I) showed that the spectrum of the star is indeed very complex. First, very narrow lines ($\text{FWHM} \leq 6 \text{ km s}^{-1}$) are observed. One possibility is that they are due to a very slowly rotating

B type star; but as the system is seen edge-on, this low projected rotational velocity is close to the true rotational velocity. It implies that the star rotates subsynchronously, which is not straightforwardly explained (Casey et al. 1993). We tentatively suggested that at least some of these narrow lines could alternatively originate from a CS disk, located around a much faster rotating star. Also we showed that these narrow lines exhibit periodic velocity variability, and that the velocity curve of this component almost exactly matches the photometric curve. Similar conclusions were reached by Casey et al. (1993) on the basis of somewhat lower resolution but more numerous observations of the Ca II K lines. In a detailed analysis, these authors show that tidal interactions can hardly explain the subsynchronous velocity of the primary.

We also suggested that at least in some very good S/N spectra taken in the Na I region, the signature of the secondary member of the system was present. We undertook a follow up of the Na I region in July 1993. These new data, together with the previously acquired ones (see Section 2) enable us to confirm that TY CrA is indeed a SB2. We build the velocity curve of the two components (Section 3) and derive physical parameters for both components. The results are discussed in Section 4.

2. Observations, reduction procedures and results

2.1. Observations

Table 1 summarises the log of these high resolution observations ($R \geq 50\,000$) taken between 1990 and 1993 at ESO with the Coude Echelle Spectrograph at the 1.4 m CAT Telescope; the detector was the ESO CCD #9 (1024×512 pixels).

2.2. Reduction procedure

Instrumental correction and 1D extraction method are the standard ones and are described for instance in Paper I. Many narrow atmospheric water vapor lines are present, as well as strong interstellar (IS) absorption lines, already discussed in Paper I. To remove the IS and water lines, we used two different approaches. We divided the TY CrA spectra by the spectra of a close comparison star HD 176386, recorded in the same night.

* Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile

Send offprint requests to: P. Corporon

Table 1. Journal of the observations

TY CrA			HD 176386	
date	UT (start obs.)	phase ¹	date	UT (start obs.)
10/13/90	00:01	0.351	10/13/90	00:48
10/13/90	00:22	0.356	24/02/92	09:25
24/02/92	08:51	0.216	05/07/92	04:40
05/07/92	03:40	0.835	06/07/92	03:17
06/07/92	04:06	0.188	07/07/92	05:21
07/07/92	05:37	0.555	09/07/92	07:18
09/07/92	06:15	0.257	30/06/93	02:36
30/06/93	00:29	0.409	30/06/93	05:56
30/06/93	01:31	0.424	01/07/93	02:28
30/06/93	03:24	0.451	02/07/93	00:57
30/06/93	04:31	0.467	04/07/93	01:28
30/06/93	09:20	0.537		
01/07/93	00:23	0.754		
01/07/93	01:24	0.769		
01/07/93	03:27	0.794		
01/07/93	09:14	0.882		
02/07/93	01:45	0.120		
02/07/93	02:47	0.135		
02/07/93	04:00	0.152		
02/07/93	06:18	0.187		
02/07/93	07:23	0.201		
02/07/93	08:24	0.216		
02/07/93	09:30	0.232		
04/07/93	00:25	0.798		
04/07/93	02:15	0.819		

This procedure removes most—but not all—the intervening IS medium as well as telluric lines. The result is shown in Fig. 1 where we present some spectra obtained at different phases. The other approach was to divide the TY CrA spectra by a synthetic water spectrum (see for instance Lallement et al. 1993) and then by a fit of the IS features and continuum of the best (atmospheric lines corrected) spectrum. Figure 2 shows the different steps of this procedure and Figure 3 shows the same data as Fig. 1 but obtained with the second method.

3. Results

With both methods we see that once the atmospheric and IS contributions are removed, the spectrum exhibits two features: a narrow ($\text{FWHM} \simeq 9 \text{ km s}^{-1}$) component, already described in Lagrange et al. (1993), and a much broader one ($\text{FWHM} \simeq 100 \text{ km s}^{-1}$, equivalent width $\simeq 50 \text{ mÅ}$) only suspected in the previous data.

The velocity position of the narrow lines, attributed to the primary, was measured by the mean of a gaussian fit. For the broader features, we measured the extreme positions of the line and calculated the middle of the line. Only spectra for

¹ $T_0 = 2\,448\,075.35$ and the period $P = 2.8888$ days are computed by the program

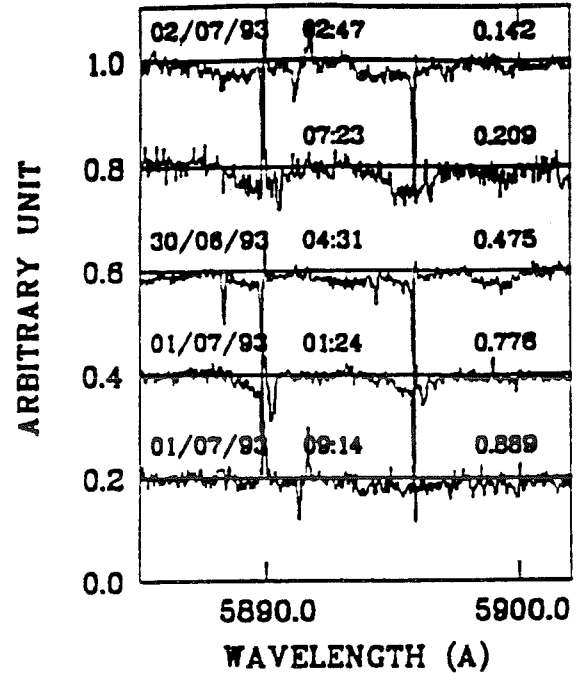


Fig. 1. Example of TY CrA spectra divided by a spectrum of HD 176386 taken at the same night

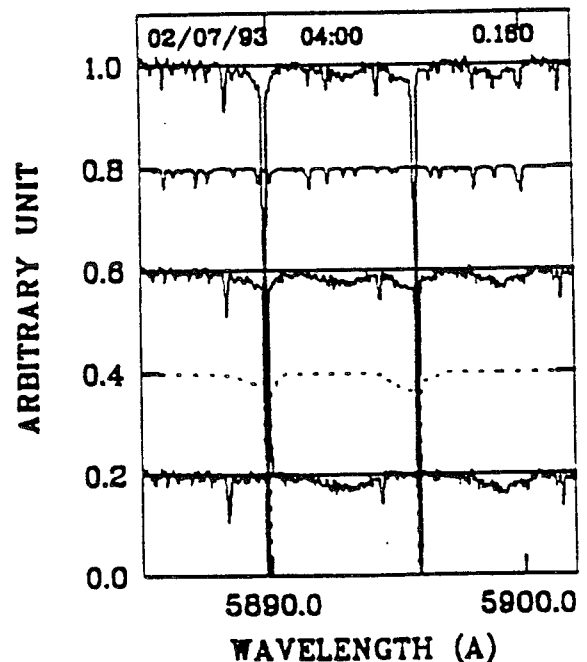


Fig. 2. Removing the IS and atmospheric contributions on TY CrA spectra. Top to bottom: observed spectrum, synthetic water vapor spectrum convolved with the corresponding PSF, division of the observed spectrum by the synthetic spectrum, fit showing the IS feature, and final division of the telluric lines corrected spectrum by the fit

primary and secondary signatures are present. The errors are set to 5 km s^{-1} for the primary from calibration precision and still possible variation; for the secondary, the error bars are mainly underlines our difficulty to determine the center of the broad lines. Figure 4 shows, therefore, the radial velocity curves thus obtained.

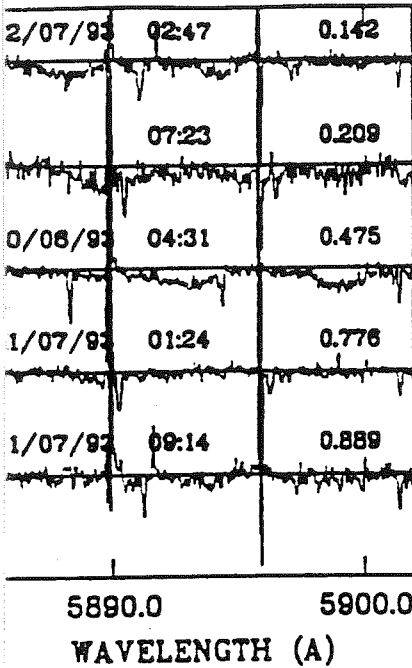


Figure 3. Spectra of the Na I line towards TY CrA. The phase is as explained in Fig. 2. The origin of the phase is the time of maximum light. The period $P=2.8888$ days

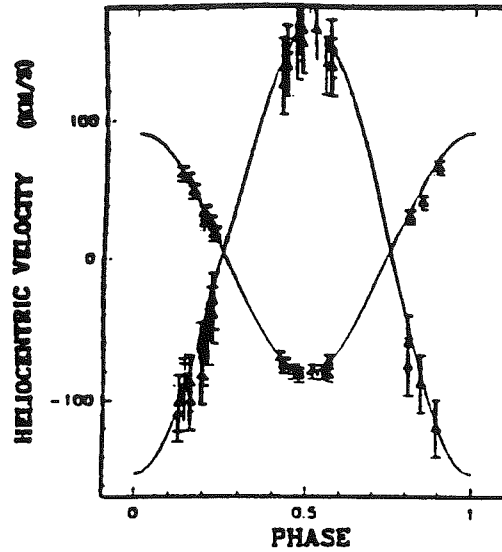


Fig. 4. Radial velocity curves: the phase is in abscissa, the heliocentric velocity (km s^{-1}) in ordinates. The solid lines are the orbital solution

Table 2. Orbital parameters and masses

parameters	values
T_0	2 448 075.35
P	2.8888 days
e	≈ 0
V_0	$4.0 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$
K_1	$85.9 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1}$
K_2	$156.9 \pm 4.3 \text{ km s}^{-1}$
M_1	$2.8 \pm 0.2 M_\odot$
M_2	$1.5 \pm 0.1 M_\odot$
a	$13.9 \pm 0.3 R_\odot$
a_1	$4.7 \pm 0.4 R_\odot$
a_2	$9.2 \pm 0.4 R_\odot$

Orbital parameters of the system

We derived the orbital parameters of the system from the spectra using a program provided by F. Beck with the Fourier laws. A least-square method is used to find the orbital solution. From these data we derive the masses of $2.8 \pm 0.2 M_\odot$ for the primary and $1.5 \pm 0.1 M_\odot$ for the secondary. The orbital velocity amplitudes of the primary and secondary are $K_1 = 85.9 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1}$ and $K_2 = 156.9 \pm 4.3 \text{ km s}^{-1}$ respectively. The eccentricity $e = 0$ (the data is unable to give a more accurate solution), the inclination is $i = 90^\circ$. This assumes that the line of sight is perpendicular to the orbital plane of the system with respect to the observer. The actual value is certainly close to 90° ; the actual value is certainly close to 90° ; the actual value is certainly close to 90° . Assuming slightly different inclinations ($i=85^\circ$) we got very close results. For the other parameters of interest (R_* , L_* , T_*) for the system, we used evolutionary tracks for

young stars computed by Forestini (1993). Assuming a metallicity of 0.02 and assuming that the primary is at the end of the pre-main sequence phase (Bibo et al. 1992, Graham 1992, Casey et al. 1993), we find a luminosity of $58 L_\odot$, an effective temperature of $\approx 11\,200 \text{ K}$, a radius of $1.9 R_\odot$ for a primary mass of $2.8 M_\odot$. This leads to an age of 1.9×10^7 years and a spectral type of $\approx A0$. If we then assume that the secondary is 1.9×10^7 years old, as the primary, then its luminosity is $4 L_\odot$, its radius is $1.5 R_\odot$, its effective temperature $6\,600 \text{ K}$ and it is located well above the ZAMS. Table 3 summarizes these results, taking into account the error bars on the masses. Note that a metallicity of 0.04 would not affect very much the present values since the stars are on the horizontal branch of the considered evolutionary tracks.

The masses found are quite compatible with the estimation proposed by us (Paper I) and by Casey et al. (1993) for the primary and also for the prediction that were made for the secondary.

Table 3. Physical parameters of the system

Parameters	Z=0.02						Z=0.04		
	M1/M _⊙			M2/M _⊙			M1/M _⊙		
	2.6	2.8	3.0	1.4	1.5	1.7	2.6	2.8	3.0
L/L _⊙	43.7	58.3	76.2	2.9	4.3	7.8	35.6	48.1	63.5
R/R _⊙	1.8	1.9	2.0	1.4	1.5	1.5	2.0	2.1	2.2
T (K)	10588	11167	11743	6254	6592	7524	9536	10100	10708
M _{bol}	0.69	0.38	0.08	3.63	3.21	2.56	0.91	0.58	0.28
Age (×10 ⁷ years)	2.2	1.9	1.6		≈1.9		2.6	2.1	1.7

The radius and luminosity of the primary are slightly smaller than those deduced from the study of Bibo, Thé and Dawanas (1992) who found a radius of 2.3 R_⊙ based on the comparison between the spectral energy distribution of TY CrA and a Kurucz model with a temperature of 12 000 K, and a luminosity ranging between 81-99 L_⊙. It should be noticed that the contribution of the secondary may be as high as 10% of the total flux, assuming the temperature given in Table 3 for the two stars. The flux contribution from the companion will be studied in detail in a forthcoming paper.

4.2. Possible occultations effects

Careful examination of the data seems to indicate that not only velocity changes are seen in the secondary lines but also intensity changes (see Figure 3 at phase $\varphi=0.776$ and $\varphi=0.889$). At $\varphi=0.776$, this may be explained by occultation by the primary. Assuming a radius of 1.9 R_⊙ for the primary, we would indeed expect changes to occur between phases 0.721 and 0.779. In the second case, $\varphi=0.889$, this might indicate that occulting material is present close to the star (\leq the separation of both object, i.e. 14 R_⊙). Better S/N observations are needed to confirm this occultation effect. Also comparison, at appropriate phases, with photometric data would help a lot.

4.3. Rotational velocity of the secondary

For the first time the spectroscopic signature of the secondary is detected and its $v \sin i$ measured through the Na I lines: $100 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$. As the system is seen nearly edge-on, it also represents the true rotational velocity. If synchronised, the 1.5 M_⊙ secondary would have a rotational velocity of 26 km s^{-1} . The secondary is then supersynchronous. In Paper I, it was shown that if the various narrow lines were due to the primary itself, its rotational velocity should be $\leq 8 \text{ km s}^{-1}$; the primary would then rotate subsynchronously which should be difficult to explain. Casey et al. (1993) showed that in the case of stellar tidal interaction the primary could not both circularize the orbit and end up rotating subsynchronously. They predicted that the secondary could circularize the orbit and in such a case, it would be rotating supersynchronously or synchronously. Our results are consistent with circular orbit and supersynchronous

rotation for the secondary. However this does not solve the problem of the subsynchronism of the primary.

5. Conclusion

The present observations of the binary system TY CrA have enabled us to detect the spectroscopic signature of the secondary in the Na I doublet. Repeated observations have allowed us to build the radial velocity curves of both components of the system, and then to derive directly the masses (respectively $2.8 \pm 0.2 \text{ M}_{\odot}$ and $1.5 \pm 0.1 \text{ M}_{\odot}$), a semi-major axis of 14 R_⊙ and an eccentricity close to 0. Other stellar parameters (L_* , R_* , T_*) have been derived. Another output from these observations is the rotational velocity measurement of the secondary, $100 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$. The last output is the possible (but still to be confirmed by new observations) occultation effects on the secondary by the primary and possibly also by circumstellar material located around the primary.

Acknowledgements. We are indebted to B. Casey, P. Andersen, B. Reipurth and D. Mouillet for fruitful discussions and comments. We acknowledge F. Beck for her program, P. Bertin for the water synthetic spectrum, M. Forestini for the stellar evolutionary models, and an anonymous referee for carefully reading the manuscript. We thank ESO staff at La Silla, and V. Reyes and J. Rodriguez for their kind help during observations performed under remote control.

References

- Bibo E. A., Thé P.S. and Dawanas D. N., 1992, A&A, 260,293
- Casey B., Mathieu R., Suntzeff N., Lee C. and Cardelli J., 1993, AJ, 105,2276
- Forestini M., 1994, A&A, *in press*
- Grady C. A., Pérez M. R. and Thé P. S., 1993, A&A, 274,347
- Graham J. A., 1992, PASP, 104,479
- Kardoplov V. I., Sahianionok V. V. and Phylipjev, G. K., 1981, Perem. Zvezdy, 21,589
- Lagrange A. M., Corcoran P. and Bouvier J., 1993, A&A, 274,785
- Lallement R., Bertin P., Chassefière E. and Scott N. A., 1993, A&A, 271,734
- Reipurth B. and Zinnecker H., 1993, A&A, 278,81
- Wilking B. A., Taylor K. N. R. and Storey J. W. V., 1986, AJ, 92,103
- Zinnecker H., 1989, in: Reipurth B. (ed.), Low mass star formation and PMS Objects, ESO-proceeding #33,447

CASEY *et al.* (1993, 1995) ont également fait une étude spectroscopique de TY CrA, et leurs conclusions pour le système de TY CrA confirment les nôtres publiées plus tôt.

Parallèlement à l'étude spectroscopique de TY CrA, VITRICHENKO & SHEVCHENKO (1995) ont proposé la première solution de la courbe de lumière pour la binaire centrale à éclipse, sans avoir cependant clairement détecté le minimum secondaire. Ces auteurs ont donné une estimation du rayon des deux étoiles (informations inaccessibles avec l'étude spectroscopique) $R_I = R_{II} = 1,8 \pm 0,3 R_{\odot}$; (VITRICHENKO & SHEVCHENKO 1995) ont souligné néanmoins que leurs données photométriques étaient peu précises et que leur détermination reste préliminaire.

V.3.4 Une binaire de type SB3

Dans ce troisième article (CORPORON *et al.* 1996), nous présentons un suivi spectroscopique de TY CrA dans la région du Li I 6 708 Å.

Grâce à cette raie, plus marquée que la raie du Na I précédemment observée, la vitesse de la secondaire est estimée à $V_{\text{rot II}} = 35 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$. La secondaire est en fait synchronisée avec son mouvement orbital (si son axe de rotation est bien perpendiculaire au plan orbital du système). La différence avec notre première estimation (article précédent) résulte probablement du fait que la raie Na I, d'abord utilisée pour déterminer $V_{\text{rot II}}$, est intrinsèquement large dans les étoiles de type tardif. Surtout, cette raie est très probablement mixée avec la raie d'une autre étoile : CASEY *et al.* (1995) ont en effet annoncé la découverte de la signature spectrale d'un troisième compagnon dans la raie du Li I (en même temps que commençait véritablement notre recherche systématique de binaires spectroscopiques parmi les étoiles Ae/Be de Herbig, présentée au chapitre III).

Pour la première fois, nous avons mis en évidence les raies en émission [O I] 6 300 Å et les raies du doublet [S II] 6 716 et 6 731 Å dans le spectre visible de TY CrA. Ces raies interdites se forment généralement loin de l'étoile et ne peuvent être directement associées à l'une ou l'autre des trois composantes de TY CrA sur la base de la vitesse radiale. Les raies interdites apparaissent symétriques, comme pour la plupart des H Ae Be (BÖHM & CATALA 1994) : cette symétrie est un obstacle à l'existence d'un disque épais qui bloquerait la partie décalée vers le rouge de la raie comme dans les T Tauri.

Surtout, grâce aux nombreux spectres que nous avons obtenus qui montrent la raie du Li I, des variations de vitesse radiale pour la troisième composante sont détectées. Or la vitesse du centre de masse de la binaire est également variable, en anti-phase avec les variations de vitesse radiale de la tertiaire : cinq solutions orbitales sont alors proposées (rassemblées dans la table 2 de l'article) pour décrire le mouvement du troisième compagnon autour de la binaire centrale.

Toutes ces solutions sont en fait assez similaires : le demi-grand axe est $a' \approx 1 \text{ UA}$, la période orbitale P' inférieure à 1 année, une excentricité $e' \approx 0,5$, et surtout une inclinaison comprise entre 16 et 25°. Il faut ici préciser que la détermination de l'inclinaison i' pour l'orbite de la tertiaire est permise car l'on connaît la masse totale de la binaire à éclipse.

L'orbite la plus probable en terme de χ^2 pour ce troisième compagnon est proposée : cette orbite se situerait dans un plan orbital inclinée de 60° par rapport à celui de la binaire centrale. La période orbitale du troisième compagnon est $P' \approx 270$ jours, l'excentricité de son orbite est $e' = 0,5$, et le demi-grand axe $a' = 1,5 \text{ UA}$. La masse du troisième compagnon est estimée à $M_{\text{III}} = 1,2 \pm 0,5 M_{\odot}$.

Une telle géométrie, aussi surprenante qu'elle paraisse, est également observée dans

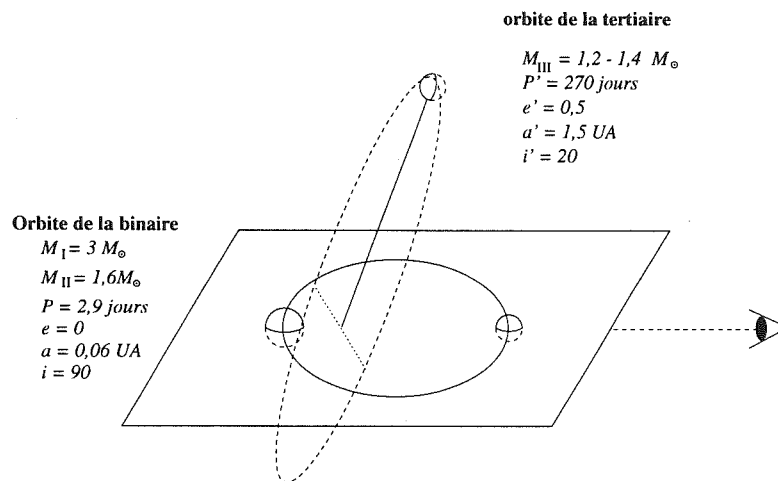


Figure V.2 – Un schéma des orbites dans le système triple TY CrA

d'autres systèmes multiples (HALE 1994). La fameuse étoile triple Algol (voir paragraphe I.3.2) possède en effet une telle configuration spatiale (LESTRADE *et al.* 1993).

Further characteristics of the young triple system TY Coronae Austrinae*

P. Corporon, A.M. Lagrange, and H. Beust

Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université J. Fourier, BP 53X, F-38041 Grenoble Cédex. France

Received 2 August 1995 / Accepted 27 September 1995

Abstract. The pre-main sequence star TY CrA is an eclipsing multiple system; in addition to the spectroscopic signatures of the primary and the secondary, lines from a third component were recently detected. Here we present high resolution spectra of the Li I 6708 Å, [S II] 6716, 6731 Å, and [O I] 6300 Å lines of the TY CrA system. [S II] and [O I] lines are undoubtedly detected in the visible spectrum of TY CrA. Their origin remains uncertain, but they might be due to the tertiary component. A long-term monitoring of the Li I lines of the tertiary component allows us to derive its orbital motion around the binary system. We propose a possible fit for the orbit of this third component, and estimate its dynamical and physical attributes. In particular, the orbit of the tertiary appears eccentric ($e \approx 0.5$) and highly inclined ($\sim 70^\circ$) with respect to the orbital plane of the close binary.

Key words: stars: individual: TY CrA – stars: pre-main sequence – stars: emission-line, Be – binaries: spectroscopic

1. Introduction

Not only is the Herbig star TY CrA ($M_V = 9.4 - 9.8$; Graham et al. 1992) an eclipsing binary system ($P=2.889$ days; Kardopolov et al. 1981) but also a spectroscopic binary of type SB2 (Lagrange et al. 1993, hereafter Paper I); it is thus possible to determine the physical and orbital parameters for the primary and the secondary (masses around 3 and 1.6 M_\odot , respectively, separation 14 R_\odot) (Corporon et al. 1994, hereafter Paper II; Casey et al. 1993).

Casey et al. (1995) reported the discovery of a third component, on the basis of medium (or high) resolution Li I spectroscopic observations. As the TY CrA system is known for its suspected youth (Bibo et al. 1992), it is worthwhile investigating spectral characteristics probing the age of each component

to study the evolutionary status of the triple system. Lithium is expected to be found in very young stars before it is burned in high-temperature zones, when the interior becomes more and more radiative. Another indication of youth is the presence of a strong stellar wind, which may be traced in the [O I] and [S II] lines. Those lines originate in regions of low electronic densities like, for example, in the outer part of the wind (Edwards et al. 1987).

Here we present high resolution (HR) spectra of the Li I 6708 Å, [S II] 6716, 6731 Å, and [O I] 6300 Å lines (see Sect. 2) of the TY CrA system. In Sect. 3, the origin of the emission lines are discussed. We present the velocity curves obtained for the tertiary and the binary system; possible physical and dynamical parameters for the tertiary are derived.

2. Spectra

2.1. Observations

Observations were carried out with the Coudé Echelle Spectrograph at the 1.4 m ESO CAT Telescope, in remote control during the year 1994 and in La Silla in April 1995. The detector was the ESO CCD #9, the resolution was $R=60\,000$, except for two spectra (recorded at JD=9477.787 and .819, for which $R=40\,000$) and for the July 94 data, where the ESO CCD #30 was used (with a higher resolution $R=80\,000$). The instrumental correction, 1D extraction method, and wavelength calibration of the spectra are the standard ones and are described in Paper I. We also used two 3.6 m CASPEC old Echelle spectra obtained in June 1992 and 1993, and reduced using standard MIDAS procedures.

The wavelength calibration accuracy is about 0.2 km s^{-1} . No zero-points shifts have been applied to our data. The final velocity measurements have been obtained by fitting a gaussian function to the line profile: the accuracy is 2 km s^{-1} for the [S II], [O I], and He I 6678 Å lines. For the Li I lines, as they are broader, the center is less well defined and multiple fits may be considered. Thus the velocity measurements accuracy for these lines is 10 km s^{-1} . The results for the helium and lithium lines are compiled in Table 1.

Send offprint requests to: P. Corporon

* Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile

Table 1. Observed heliocentric radial velocity for TY CrA: $(v_h)_1$ is the primary velocity measured from the He I 6678 Å line, $(v_h)_2$ and $(v_h)_3$ are the velocities of the secondary and the tertiary respectively, measured from the Li I 6708 Å line, and $v_c = [3 \times (v_h)_1 + 1.6 \times (v_h)_2] / 4.6$ is the binary center-of-mass velocity. Data taken from Casey et al. (1995) are marked with an asterisk. The errors, used to find the orbital solution in this article, have been set to 2 km s^{-1} for $(v_h)_1$, and 10 km s^{-1} for $(v_h)_2$, $(v_h)_3$ and v_c , and also for data from Casey et al. (1995)

Julian Day (-2 440 000)	$(v_h)_1$ (km s^{-1})	$(v_h)_2$ (km s^{-1})	$(v_h)_3$ (km s^{-1})	v_c (km s^{-1})	Julian Day (-2 440 000)	$(v_h)_1$ (km s^{-1})	$(v_h)_2$ (km s^{-1})	$(v_h)_3$ (km s^{-1})	v_c (km s^{-1})
7671.889 ^(*)	-48.6	+60.4	+26.4	-10.7	9528.624 ^(*)	+77.9	-150.4	+5.8	-1.5
7672.621 ^(*)	-86.5	+142.0	+18.4	-7.0	9528.678 ^(*)	-72.6	-147.2	+4.4	-3.9
7672.916 ^(*)	-49.5	+78.4	+29.4	-5.0	9528.739 ^(*)	+65.4	-146.9	+8.3	-8.4
7673.624 ^(*)	-63.5	-156.4	+22.8	-13.0	9528.794 ^(*)	+59.6	-137.6	+2.0	-9.0
7673.934 ^(*)	+73.4	-167.8	+18.4	-10.5	9528.852 ^(*)	-49.8	-108.5	-1.1	-5.3
8788.721	+84.1	-156.8	+2.9	+0.3	9529.580 ^(*)	-69.2	+120.0	+6.0	-3.4
8807.778 ^(*)	-86.8	+157.2	+8.4	-1.9	9529.633 ^(*)	-74.3	+137.9	+2.2	-0.8
9164.654	+81.0	-135.0	-8.9	+5.9	9529.685 ^(*)	-80.1	+145.7	-4.3	-1.6
9476.678	+77.3	-131.4	-9.8	+4.7	9529.743 ^(*)	-85.2	+157.5	-1.2	-0.8
9477.678	-72.5	+144.6	-13.0	+3.0	9529.801 ^(*)	-85.2	+152.6	-10.9	-1.5
9477.787	-77.8	+159.1	-13.5	+4.6	9529.854 ^(*)	-87.5	+154.8	-4.1	-1.2
9477.819	-79.7	+165.4	-16.0	+5.5	9529.912 ^(*)	-87.3	+152.3	-1.1	-4.0
9477.888	-80.2	+164.3	-13.5	+4.9	9557.732	+46.3	-105.0	+26.6	-6.3
9493.740 ^(*)	+90.4	-157.5	-8.6	+4.2	9558.658	-89.1	+157.7	+24.1	-3.3
9493.756 ^(*)	+91.2	-157.3	-5.3	+4.8	9558.702	-89.3	+147.0	+27.0	-7.1
9521.628	-52.4	+70.5	-3.7	-9.7	9558.746	-88.9	+159.1	+31.3	-2.7
9521.775	-27.3	+57.1	+4.0	+2.1	9558.790	-90.1	+152.0	+26.4	-0.9
9521.821	-20.2	+52.2	+8.5	+4.9	9569.460	+12.8	-47.4	+27.4	-0.1
9522.567	+82.9	-156.4	-0.7	-0.3	9569.509	+2.7	-8.1	+26.0	-1.0
9522.611	+83.3	-168.4	-1.3	-4.3	9570.466	-90.3	+139.2	+14.7	-10.5
9522.725	+82.9	-164.0	-6.0	-3.0	9570.664	-71.2	+117.7	+15.0	-5.5
9522.832	+76.0	-130.9	-1.3	+4.0	9648.548	-	-	-4.2	-
9522.896	+73.2	-132.9	+4.2	+1.5	9649.574	-	-	-7.0	-
9522.925	+65.6	-128.7	-0.4	-1.9	9821.820	-	-	+29.0	-
9528.576 ^(*)	+79.3	-158.2	+3.2	-3.3	9822.883	-	-	+28.0	-

2.2. Li I spectra

As reported by Casey et al. (1995), the Li I 6707.80 Å spectrum (see Fig. 1) presents two features: a high velocity one variable in time, interpreted as the spectral signature of a third component. Note that at $\varphi \simeq 0.3$, the Li I absorption is deeper because the secondary and tertiary lines are blended; at $\varphi \simeq 0.8$, where the secondary is occulted by the primary, only the line of the third companion is seen.

2.3. [O I] spectra

The forbidden [O I] 6300.31 Å line is clearly detected in emission in all spectra (see Fig. 2). Together with the [S II] lines (see below), they are the first narrow emission lines undoubtedly detected so far in the TY CrA visible spectrum. We detected a marginal emission in the O I 7774 Å triplet emission in June 1990 (Paper I), but could not confirm it later. A broad emission may also be present in the H α line (Paper I), but due to the shape of the line, this emission is very difficult to definitely prove. We note that the [O I] 6363.79 Å line is not detected in one spectrum we recorded in August 1994. The velocity of the [O I] 6300 Å line ranges between -3.9 and $-1.3 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$.

The average FWHM is 17 km s^{-1} , the equivalent width 15 mÅ .

2.4. [S II] spectra

The [S II] 6716.42 and 6730.78 Å doublet are detected in emission (see Fig. 3). Their velocities are comparable to the [O I] ones within the errors ($\pm 2 \text{ km s}^{-1}$). The average FWHM for the [S II] 6716 Å line is 8 km s^{-1} and 12.5 km s^{-1} for the [S II] 6731 Å. The equivalent widths are about 16.5 mÅ and 14.0 mÅ , respectively.

3. Analysis

3.1. Origin of the [O I] and [S II] emission lines

The velocities of the [O I] and [S II] emission lines are stable within the errors: they are not correlated with the Li I velocity variation neither of the secondary nor of the third component, and not with the He I line of the primary either. As the forbidden line emission is thought to originate far from the star, those lines may not show the velocity variation due to the orbital motion of the heating source. The absence of such a correlation cannot help to discriminate between the different components

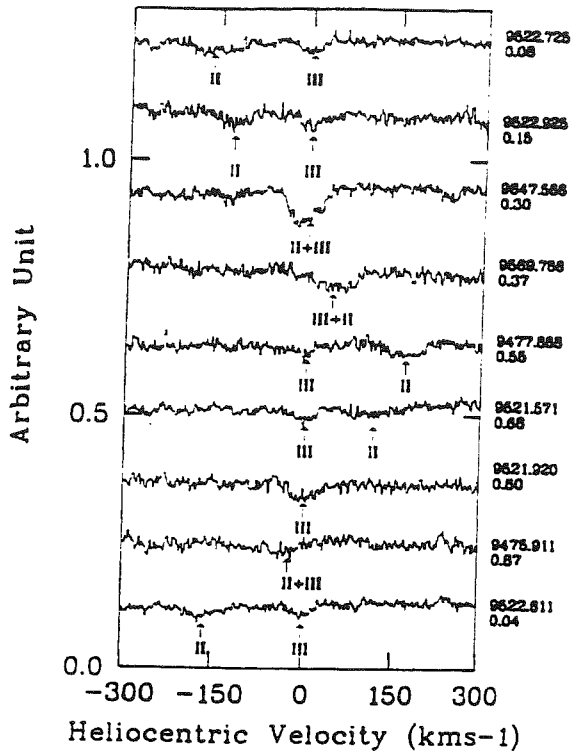


Fig. 1. High resolution spectra of Li I: the spectra are on an heliocentric velocity scale (not corrected for the binary center-of-mass motion). Arrows indicate the line of the secondary (II) and the tertiary (III); Julian Day and phase are given on the right side of the graph for each spectrum

of the system as being the wind source. Böhm & Catala (1994) found that Herbig Ae/Be (HAEBE) stars having quiet H_{α} profile (i.e. with few or no emission), as it is the case for TY CrA, do not show [O I] emission. We note that the [O I] equivalent width (14 mÅ) is indeed very small compared to those usually measured in HAEBE stars (lower limit of 70 mÅ in Böhm & Catala (1994)) and thus the primary could be responsible for the forbidden emission lines. However, those lines are normally centered on the velocity of the star (except for the peculiar star R Mon, Böhm & Catala (1994)). This is not the case for the TY CrA system: at JD \approx 9570.6 and JD \approx 9648.6, the forbidden lines are even redshifted relative to the primary velocity ($(v_h)_1 \approx -60 \text{ km s}^{-1}$), at JD \approx 9569.6, it is redshifted relative to the secondary ($(v_h)_2 \approx -8 \text{ km s}^{-1}$). Thus it seems unlikely that the emission lines originate from the primary or the secondary. However, this possibility cannot be ruled out, because the forbidden lines velocity may coincide, given the errors, with the binary systematic velocity.

An attractive option is that the third component is responsible for the forbidden emission: the lines are indeed blueshifted, as expected from a T Tauri star wind. Simultaneous [O I], [S II], and Li I spectra are needed at times when their velocities are negative to decide on this question. The presence of the strong telluric [O I] emission line does not allow us to study pre-

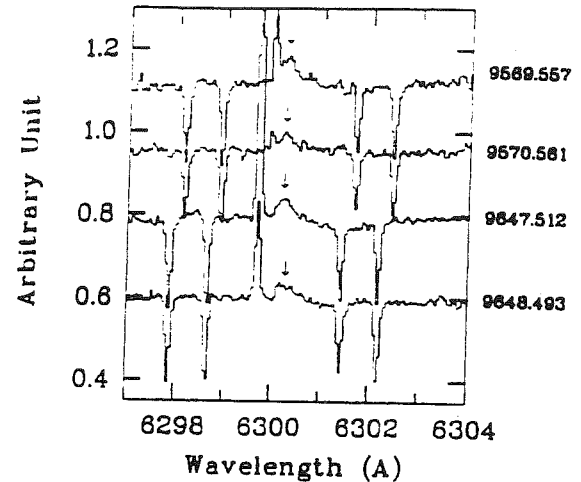


Fig. 2. High resolution spectra of the [O I] line (corrected for Earth motion). The TY CrA emission is indicated by an arrow; the strong emission line as well as the narrow absorption lines are due to the terrestrial atmosphere

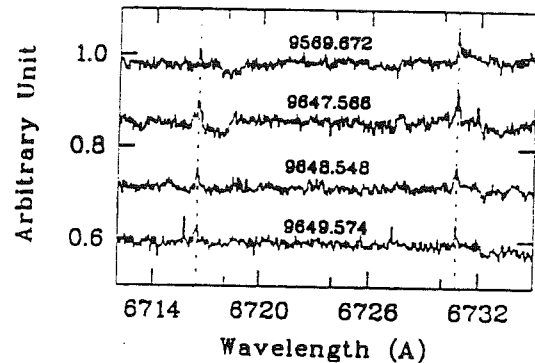


Fig. 3. High resolution spectra of the [S II] line (corrected for Earth motion). The dotted vertical lines indicate the rest wavelength of the [S II] lines

cisely the symmetry of the line, except for the spectrum taken at JD=9648.5 where the blue wing of the line seems to be "steeper" than the red one.

3.2. Triple system parameters

The first detection of a new third component in the TY CrA system by Casey et al. (1995) prompted us to search for its motion and its possible effects on the binary system. We considered the binary center-of-mass velocity as

$$v_c = \frac{3 \times (v_h)_1 + 1.6 \times (v_h)_2}{4.6}, \quad (1)$$

where $(v_h)_1$ and $(v_h)_2$ are the observed heliocentric velocities for the primary and secondary, respectively, and the masses are the most reliable determination for each component; see Paper II and Casey et al. 1995. Data from Casey et al. (1995) suggest that the binary center-of-mass is not stable. Added to ours, we

now have a sufficient set of spectra to study this question. Non-homogeneity between the different observing runs and different instruments is discarded since the systematic errors are smaller than measurement errors.

The orbit of the tertiary around the center-of-mass of the binary can be characterized by its usual orbital elements, which are defined respectively to a referential frame. This referential frame ($Oxyz$) is chosen so that the origin coincides with the center of mass of the whole system, and that the (Oz) axis points towards the Earth. For any keplerian orbit, the velocity v_z along that axis is (Duriez 1989)

$$v_z = \frac{na \sin i}{1 - e \cos E} \left[\cos(E + \omega) - (1 - \sqrt{1 - e^2}) \cos E \cos \omega \right]. \quad (2)$$

In this expression, a , e , n , i , ω and E are respectively the semi-major axis, the eccentricity, the mean-motion, the inclination, the argument of periastron and the eccentric anomaly of the orbit. The eccentric anomaly E is connected to the time t by Kepler's classical equation

$$E - e \sin E = n(t - t_p). \quad (3)$$

where t_p is the time for periastron passage. Given now the radial velocity v_{rad} of the whole system with respect to the earth, and the mass parameter $\mu' = m_3/(m_1 + m_2)$ of the orbiting system tertiary – close binary, the radial velocities of the tertiary and the center of mass of the binary are respectively

$$v_{\text{tertiary}} = v_{\text{rad}} - (1 - \mu')v_z \quad (4)$$

$$v_{\text{center of mass}} = v_{\text{rad}} + \mu'v_z, \quad (5)$$

where v_z is given by Eq. (2). One sees that there are eight free orbital parameters in that system, namely t_p , n , a , e , ω , i , μ' and v_g . However, it is obvious from Eq. (2) that a and i cannot be dissociated as they only appear in the product $a \sin i$. Therefore, only seven free parameters can be fitted, where a and i are replaced by $a \sin i$.

Given the available radial velocity data for both the tertiary and the center of mass of the binary, we tried to fit the seven unknown parameters to them. The method used is the Levenberg-Marquart least square method, assuming an uncertainty of 10 km s^{-1} for all the velocity measurements.

For any given solution, we may now assume a value of $M_b = 4.6 \pm 0.1 M_\odot$ for the total mass of the binary. The semi-major axis a can be found using Kepler's third law $n^2 a^3 = GM_b/(1 - \mu')$; the inclination i is afterwards deduced from that value of a and the obtained fit for the $a \sin i$ parameter. Moreover, the mass of the tertiary is clearly $m_3 = M_b \mu'/(1 - \mu')$. Note that only one orbital parameter cannot be fitted, namely the longitude of the node Ω : due to rotational invariance, this parameter does not appear in the expression of the radial velocities.

Of course, we found several solutions, since there may be several local minima for the fitting criterion χ^2 . Different solutions are found when making the initial trial point for the least-square routine vary. However, trying to cover as much volume of

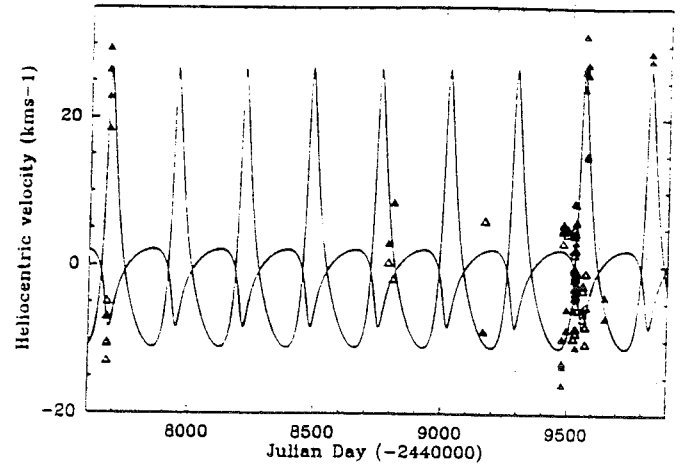


Fig. 4. Heliocentric radial velocity versus the Julian Day, for the tertiary (filled triangle) and the binary center-of-mass (open triangle). The solid line is the orbital motion with parameters corresponding to Solution #1 from Table 2

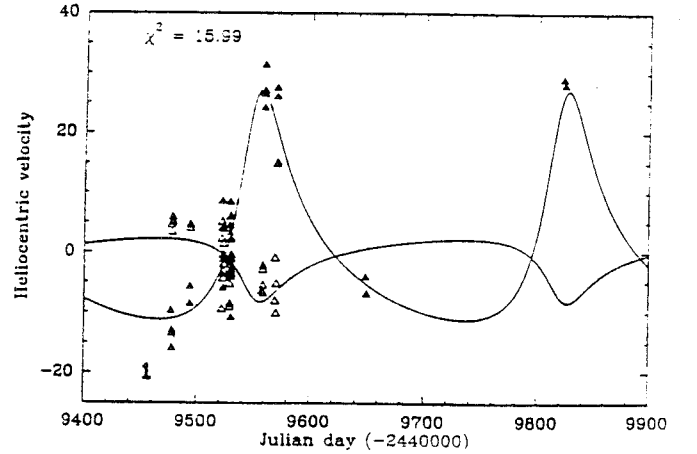


Fig. 5. Same as Fig. 4, but enlarged towards the most recent part of the data

parameter space as possible for the initial point, we only found 5 relevant solutions. These are listed in Table 2. One must note that regardless to the number of fitted data, the number of free parameters and the obtained values for χ^2 , all these solutions present confidence levels higher than 99% ! The corresponding velocities curves are plotted together with the measurement data in Figs. 4–9. Note that Solutions #1 and #2 are very close, and could be assimilated to a single one. They actually only differ by the number of periods between older and recent data. These solutions realize the best fit. Solutions #4 and #5 (shorter periods) achieve a less satisfactory fit than the first three ones.

The five solutions present in fact remarkable common features:

- a semi-major axis of the order of 1 A.U., with an orbital period significantly less than 1 year;
- a rather high eccentricity (four solutions have $e \simeq 0.5$);

Table 2. Different solutions for the orbit of the tertiary found with the Levenberg-Marquardt method. Note that for the basic fit parameters, the uncertainty comes only from the uncertainty on the measurements (10 km s^{-1}), while for the derived parameters a , m_3 and i , an uncertainty of $0.1 M_\odot$ has been taken into account for the mass of the close binary system. Note also that the time perihelion passage t_p is defined modulo the orbital period P

Parameter	Solution #1	Solution #2	Solution #3	Solution #4	Solution #5
t_p (day: JD -2440000)	6577 ± 7	6334 ± 6	6466 ± 8	6531 ± 4.7	6537 ± 2.7
$P = 2\pi/n$ (days)	270 ± 0.68	268 ± 0.64	239 ± 0.84	145 ± 0.24	126 ± 0.09
a (A.U.)	1.47 ± 0.03	1.46 ± 0.03	1.37 ± 0.03	0.98 ± 0.02	0.89 ± 0.02
e	0.507 ± 0.043	0.500 ± 0.044	0.266 ± 0.07	0.445 ± 0.09	0.538 ± 0.08
ω ($^\circ$)	153 ± 8	155 ± 9	188 ± 12	227 ± 7	232 ± 7
v_{rad} (km s^{-1})	-0.7 ± 0.6	-0.7 ± 0.7	-0.1 ± 0.6	-0.2 ± 0.7	-0.6 ± 0.7
i ($^\circ$)	20 ± 1.5	20 ± 1.5	24 ± 2.5	20 ± 1.5	16 ± 1.5
m_3 (M_\odot)	1.26 ± 0.29	1.25 ± 0.29	1.44 ± 0.30	1.38 ± 0.29	1.21 ± 0.29
χ^2	15.99	16.6	19.43	25.42	24.39

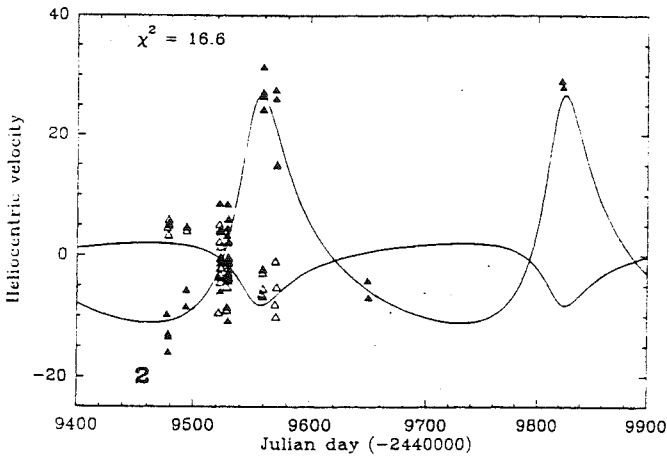


Fig. 6. Same as Fig. 5, but for Solution #2 from Table 2

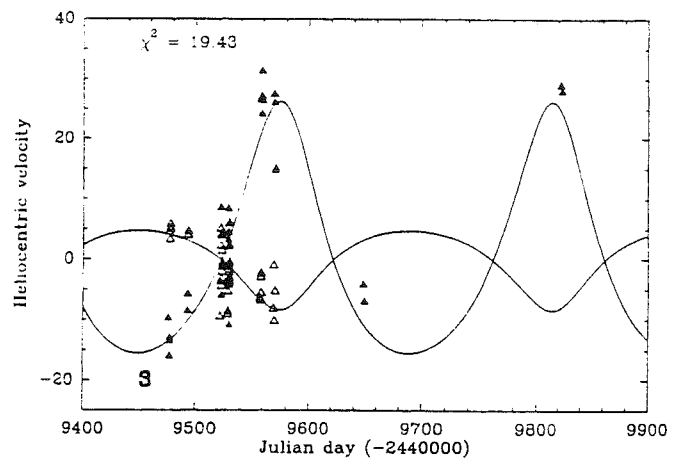


Fig. 7. Same as Fig. 5, but for Solution #3 from Table 2

- a tertiary mass $m_3 \simeq 1.2 - 1.4 M_\odot$, although this parameter is weakly constrained (large uncertainty);
- an inclination $i \simeq 16 - 25^\circ$.

The orbit appears thus to be eccentric and highly inclined with respect to that of the binary: assuming that the close binary is an eclipsing system, its inclination with respect to the plane of the sky should be close to 90° . The values obtained for the inclination of the orbit of the tertiary show therefore that this orbit is inclined by 70 or 80° with respect to that of the eclipsing binary. The TY CrA system is far from being planar! Such a configuration for a triple system is not surprising and is observed in other multiple systems as well (Hale 1994; A. Tokovinin, private communication). The triple star Algol (Lestrade et al. 1993) is a famous example of a triple system where the close binary and tertiary orbital motions are almost orthogonal. The tertiary mass, $m_3 = 1.2 \pm 0.5 M_\odot$ deduced from our proposed orbital period is not in agreement with the one deduced by Casey et al. (1995) $m_3 = 2.4 \pm 0.5 M_\odot$. However, that value was deduced assuming the coplanarity of both orbits, which in fact appears not to be the case here.

Finally, to correct the observed heliocentric velocity $(v_h)_1$ and $(v_h)_2$ of the primary and secondary from their center-of-

mass motion, under influence of the tertiary, we used the binary center-of-mass velocity obtained from the orbital curve from Fig. 5 and subtracted it from $(v_h)_1$ and $(v_h)_2$, to obtain v_1 and v_2 , the velocities in the binary center-of-mass reference frame. We then obtained a new radial velocity curve with v_1 and v_2 from the primary He I line and the secondary Li I line (Fig. 10). The orbital elements derived are listed in Table 3. The binary orbital elements are in better agreement with those of Casey et al. (1995) than the previous solution presented in Paper I, at times when the influence of the third component was unknown. Interestingly enough, the γ velocity quoted in Table 3, which corresponds to the radial motion of the close binary, is consistent with the v_{rad} velocity for the various orbital solution for the tertiary and the binary center-of-mass.

The tentative determinations of orbital elements for the tertiary need to be tested through additional high S/N data, in particular to reduce the number of relevant solutions.

3.3. Rotational velocities

To estimate the $v \sin i$ of the secondary and the tertiary from the Li I line, we used a simple gaussian fit. The half-width at

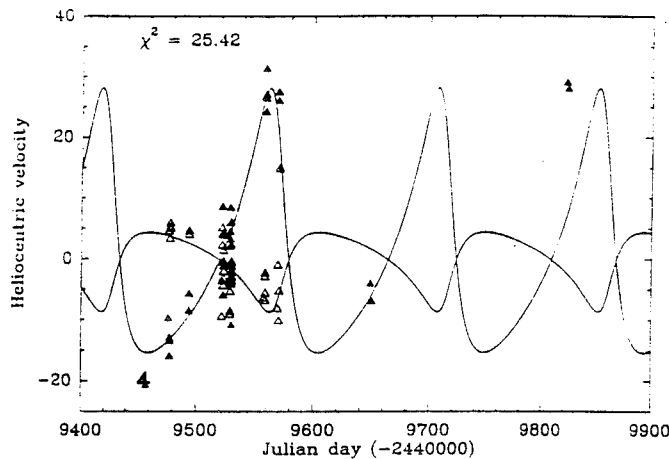


Fig. 8. Same as Fig. 5, but for Solution #4 from Table 2

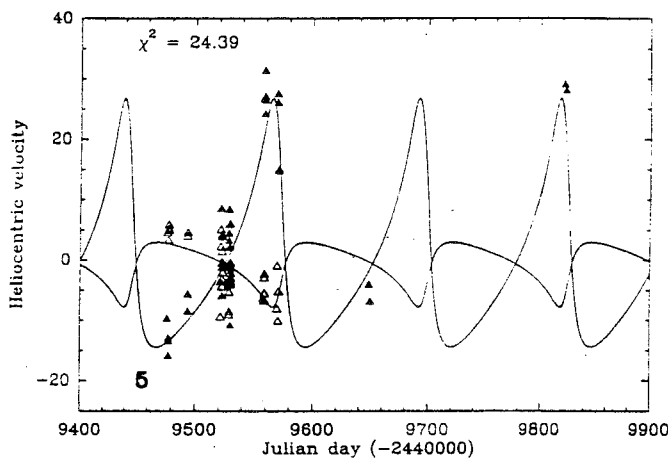


Fig. 9. Same as Fig. 5, but for Solution #5 from Table 2

the continuum level of the fit lead to a rough value of $v \sin i$. We measured by this way a $v \sin i = 35 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ for the secondary which is consistent with the value of $v \sin i = 32 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ measured in the Fe I 6400 Å line by Casey et al. (1995). In Paper II, we had published a $v \sin i$ of 100 km s^{-1} for the secondary, based on its Na I lines, a value higher than the one we find from the Li I spectra. We believe that the Na I line may also partly originate from the stellar wind, and thus be broadened not only by the stellar rotation.

In our Li I spectra, the tertiary line seems to be narrower than the secondary one. We measured a $v \sin i$ of $25 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ for the tertiary rotational velocity, a value smaller by a factor of two than the one given by Casey et al. (1995). These authors measured the $v \sin i$ from other tertiary lines in the 6400 Å region and used rotational-velocity standards, which may lead to a better estimate.

The question of the synchronicity of the central binary is still controversial. As noted by Casey et al. (1995), with $v \sin i = 35 \text{ km s}^{-1}$, the secondary roughly appears rotationally synchronized with its orbital motion within the error bars

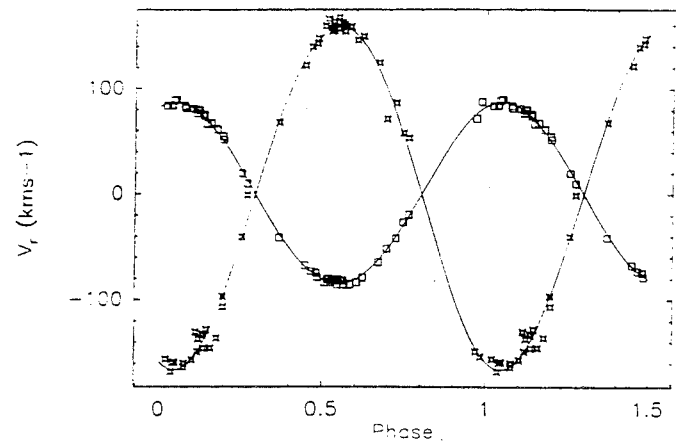


Fig. 10. Velocity curve for the primary (open squares) and the secondary (crosses). The ordinates gives the velocity in the binary center-of-mass reference system; the solid lines show the orbital solution with parameters given in Table 3

Table 3. Orbital elements of the binary, assuming an inclination of 90° (eclipsing binary)

Parameter	value	uncertainty
P (days)	2.888739	0.000014
T_0 (days)	2 447 231.735	0.152
ω ($^\circ$)	-18	19
a (A.U.)	0.0656	0.0008
e	0.0216	0.0055
γ (km s^{-1})	-0.7	0.5
m_1 (M_\odot)	2.97704	0.11858
m_2 (M_\odot)	1.56918	0.03805

(most of the uncertainty arises from the radius estimation), but the primary still appears subsynchronous up to now (Paper II: Casey et al. 1993). However, since the whole system appears non-coplanar, the question of the orientation of the rotation axes of the components may be addressed. Tidal interactions between the primary and the secondary work on circularization, synchronization and also to keep the rotation axes perpendicular to the orbital plane (of the binary), but the effects of the highly-inclined, eccentric tertiary on these parameters might be different.

4. Conclusions

High resolution spectra of the TY CrA system have been presented in this paper. From previously published results and these new observations, we computed the orbital parameters of the third component of TY CrA around the binary system. All the fitting solutions reveal i) a semi-major axis of the order of 1 A.U., ii) a high eccentricity ($e \simeq 0.5$), and iii) a high inclination ($\sim 70^\circ$) with respect to the orbital plane of the central binary. The mass of this third component falls in the $1.2 - 1.4 M_\odot$ range.

The origin of the narrow [O I] and [S II] emission lines detected for the first time in the visible spectrum of TY CrA is not clear: they seem not to be associated to the more massive HAEBE component of the TY CrA system or to the secondary; they may be formed in the wind of the third component.

As the orbit of the tertiary appears eccentric and highly inclined with respect to that of the eclipsing binary, the question of the dynamical evolution of such a system may be addressed, together with its interaction with the rotation of each component. This requires an extensive modeling which will be presented in Beust et al. (1995).

Acknowledgements. We are indebted to J. Bouvier, B. Reipurth, H. Zinnecker, D. De Winter, F. Palla and R.D. Mathieu for fruitful discussions and comments. P.C. thanks S. Allain, A.A. Tokovinin and J. Eislöffel, as well as the ESO staff in Chile and in Garching bei München for their kind support.

References

- Beust H., Corporon P., Lagrange A.-M., 1995, in preparation
 Bibo E.A., Thé P.S., Dawanas D.N., 1992, A&A 260, 293
 Böhm T., Catala C., 1994, A&A 290, 167
 Casey B.W., Mathieu R.D., Suntzeff N.B., Lee C.-W., Cardelli J.A., 1993, AJ 105, 2276
 Casey B.W., Mathieu R.D., Suntzeff N.B., Walter F.M., 1995, AJ 109, 2156
 Corporon P., Lagrange A.-M., Bouvier J., 1994, A&A 282, L21
 Duriez L., 1989, in *Les méthodes modernes de la mécanique céleste*, D. Benest and C. Froeschlé, Eds., Frontières, p. 1
 Edwards S., Cabrit S., Strom S.E., et al., 1987, ApJ 321, 473
 Hale A., 1994, AJ 107, 306
 Graham J.A., 1992, PASP 104, 479
 Kardopolo V.I., Sahanionok V.V., Phylipjev G.K., 1981, Perem. Zvezdy 21, 589
 Lagrange A.-M., Corporon P., Bouvier J., 1993, A&A 274, 785
 Lestrade J.F., Phillips R.B., Hodges M.W., Preston R.A., 1993, ApJ 410, 808
 Reipurth B., Zinnecker H., 1993, A&A 278, 81
 Zinnecker H., 1989, in *Low mass star formation and PMS Objects*, Reipurth B. (Ed.), ESO-proceeding #33, 447

V.4 La modélisation dynamique de TY CrA

V.4.1 Introduction : parties 1 et 2 de l'article

Grâce à l'étude spectroscopique de TY CrA, nous avons déterminé que l'étoile HAeBe TY CrA est en fait un système triple, composé d'une binaire spectroscopique circularisée autour de laquelle orbite une troisième composante. Un problème majeur de ce système est le sous-synchronisme apparent de l'étoile primaire : dans un système binaire, les modèles théoriques prévoient habituellement que les effets de marée synchronisent la rotation des étoiles avant même la circularisation des orbites (HUT 1981).

D'après les résultats présentés dans l'article précédent, il semble que le système triple TY CrA ne soit pas coplanaire : il est alors intéressant d'étudier la stabilité de ce système et l'influence de cette géométrie particulière sur l'orientation des axes de rotation des composantes du système. Certes, les forces de marée à l'intérieur du système binaire favorisent non seulement la circularisation, la synchronisation, mais également l'alignement des axes de rotation avec le plan orbital de la binaire ; la présence d'un troisième compagnon sur une orbite très inclinée et excentrique peut néanmoins perturber le système binaire central.

Afin d'expliquer le sous-synchronisme de la primaire et étudier la stabilité et la dynamique du système triple TY CrA, nous avons réalisé sa modélisation, qui est présentée dans l'article (BEUST *et al.* 1997) en fin de cette partie. La philosophie de notre étude théorique est de considérer les paramètres orbitaux observés actuellement (qui définissent la géométrie de l'ensemble (binaire centrale-tertiaire)), et de les faire évoluer numériquement avec le temps ; leurs variations temporelles nous renseignent sur la stabilité du système et les vitesses de rotation des étoiles.

Les étoiles, suivant leur âge et leur masse, ont une structure différente qui influence sans aucun doute leur vitesse rotationnelle. Les masses des trois composantes ont pu être relativement bien estimées grâce aux courbes de vitesse radiale construites dans les trois précédents articles. Par contre, l'âge de TY CrA est peu contraint par les observations (voir la partie 2 de l'article) : à cause des incertitudes sur la luminosité, la température, la masse de la primaire et sa métallicité, nous avons considéré deux âges possibles caractéristiques : $t_{\text{PMS}} = 3 \times 10^6$ ans et $t_{\text{MS}} = 1,5 \times 10^8$ ans pour le système triple.

V.4.2 La dynamique trois corps : partie 3 de l'article

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la dynamique des trois corps, sans prendre en considération les forces de marée à l'intérieur du système (paragraphe 3 de l'article). Cette étude ne concerne que la masse des étoiles, indépendamment de leur âge, et quelle que soit l'orientation de leur axe rotationnel. Placé dans un référentiel

adéquat (en utilisant les coordonnées classiques de Jacobi), et après quelques changements de variables, l'analyse numérique nous indique premièrement que l'orbite du système triple demeure stable. Par contre, l'orbite de la binaire est fortement instable. Sous l'effet du mécanisme de Kozai, la binaire centrale voit son excentricité et son inclinaison inversement couplée. Ce mécanisme est à l'œuvre dans le Système Solaire et est responsable de l'existence de comètes « sungrazers » (BAILEY *et al.* 1992). En un peu plus de 100 ans, l'excentricité de la binaire atteint $e = 0,995$ (figure 3 de l'article) et les deux étoiles centrales (initialement séparées de $a_0 \approx 14 R_\odot$) se rapprochent tellement ($a_{\text{périastre}} = a_0 \times (1 - e) \approx 0,07 R_\odot$, valeur plus petite que le rayon individuel des étoiles) qu'elles doivent évidemment entrer en collision. En négligeant les forces de marée, l'étoile TY CrA telle que nous la voyons ne devrait pas exister!

V.4.3 La prise en compte des effets de marée: partie 4, 5 et 6 de l'article

Les temps caractéristiques des effets de marée

L'étape suivante de nos travaux a donc été d'introduire les forces de marée dans l'étude dynamique du système triple. Plus précisément, les effets de marée sont seulement considérés à l'œuvre dans l'orbite de la binaire serrée et négligés dans le cas du compagnon plus lointain. Différents effets de marée sont présentés au paragraphe 4.2 de l'article. Les constantes de couplage k_2 (et les autres constantes des apsides) pour chacune des composantes de la binaire centrale ont été obtenues en fonction de l'évolution de l'âge des étoiles, grâce aux calculs de modèles stellaires appropriés. Les temps caractéristiques de circularisation et de synchronisation pour la binaire ont été ensuite estimés pour chaque effet de marée, aux deux âges t_{PMS} et t_{MS} (tableau 4 de l'article): l'effet de marée par circulation méridionale (TASSOUL & TASSOUL 1992) prédomine quel que soit l'âge du système, et va coupler le mouvement orbital avec l'axe rotationnel des étoiles de la binaire centrale.

L'évolution dynamique typique du système triple

L'analyse numérique a été réalisée pour plusieurs orientations de l'axe rotationnel des étoiles de la binaire centrale. Quel que soit le temps t_{PMS} (figures 8 à 14 de l'article) ou t_{MS} (figures 15 à 17), l'effet de marée stabilise l'orbite, la circularise et aligne les axes rotationnels des deux étoiles perpendiculairement au plan orbital en des temps très courts (≈ 6000 ans). Ceci est valable pour quasiment toutes les valeurs initiales de l'inclinaison de l'axe rotationnel des étoiles.

Un cas particulier

Il existe cependant une orientation singulière, celle où la primaire est vue par son pôle (i.e l'angle ψ_1 entre son axe rotationnel et le moment angulaire orbital est égal à 90°). Dans cette configuration, la vitesse rotationnelle de la primaire est faible ($< 10 \text{ km s}^{-1}$, car vue de son pôle où l'élargissement des raies par rotation est quasiment nul) ce qui rend compte des observations, mais sa vitesse rotationnelle véritable peut-être beaucoup plus élevée. Avec un âge t_{PMS} , cette configuration est stable pendant 10 000 ans (figure 18 de l'article), contrairement à l'âge t_{MS} où l'alignement s'effectue en moins de 500 ans (figure 20).

Même si l'âge précis de TY CrA est inconnu, cette configuration à t_{PMS} , aussi plausible soit-elle, dure un trop court laps de temps pour pouvoir être justement observée actuellement. Réduisons alors les constantes de Tassoul d'un facteur 400 (ceci est justifiable car le temps caractéristique des effets de marée dépend fortement de la viscosité des étoiles qui demeure très peu connue): cette fois la configuration où l'axe de rotation de la primaire est compris dans le plan orbital $\psi_1 \approx 90^\circ$ demeure stable pendant 10^7 ans. C'est à cette époque que les deux étoiles atteignent la Séquence Principale et les effets de marée, notamment pour la secondaire, sont alors moindres (la valeur de la constante de couplage k_2 chute pour la secondaire lorsque celle-ci développe un cœur radiatif, plus dense, voir la figure 7 de l'article). Ainsi, la longue stabilité dans le temps de cette configuration (10^7 ans) peut nous laisser supposer qu'elle est valide aujourd'hui.

V.4.4 Conclusions

Notre travail de modélisation a permis d'apporter quelques informations concernant la dynamique du système triple TY CrA :

- la stabilité du système est assurée par les effets de marée à l'œuvre surtout dans la binaire centrale ;
- la configuration d'équilibre de la binaire se manifeste par l'alignement des axes rotationnels et orbitaux, la circularisation de l'orbite et surtout la synchronisation ;
- l'apparent sous-synchronisme de la primaire peut être expliqué si son axe rotationnel se situe dans son plan orbital ; néanmoins, pour que cette configuration demeure stable suffisamment longtemps, il faut que le système se situe à $t_{\text{PMS}} \approx 3 \times 10^6$ ans et que les constantes de couplage soient significativement réduites ;
- quel que soit le cas de figure, l'âge de TY CrA ne peut être t_{MS} car l'alignement et la synchronisation s'effectue dans des temps très courts, ce qui ne peut rendre

compte des observations. En outre, le fait que les deux composantes moins massives du système (la secondaire de la binaire centrale et la troisième composante éloignée) présentent une forte raie du Li I nous indique que ces étoiles sont encore au stade pré-Séquence Principale ;

- dans tous nos calculs, le plan de l'orbite de la binaire centrale précède, et le fait qu'elle soit une binaire à éclipse aujourd'hui est peut être fortuit ;
- l'orbite de la tertiaire est stable et évolue peu (du fait de son éloignement, cette dernière étoile est peu sensible aux effets de marée) : la matière circumstellaire aurait alors tendance à se localiser dans le plan orbital de la tertiaire, très incliné par rapport à celui de la binaire. Avec une telle inclinaison, la ligne de visée ne traverserait pas tout le disque ce qui expliquerait la non-détection de la partie gazeuse du disque (en absorption dans le visible, en Ca II K ou Na I par exemple comme le cas de β Pictoris, voir VIDAL-MADJAR *et al.* 1986).

Notre article publié en 1997 est présenté dans les pages suivantes.

Dynamics and evolutionary status of the young triple stellar system, TY Coronae Austinae

H. Beust^{1,2}, P. Corporon¹, L. Siess¹, M. Forestini¹, and A.-M. Lagrange^{1,2}

¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, B.P. 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

² Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

Received 5 June 1996 / Accepted 2 September 1996

Abstract. The young star TY CrA was known as an eclipsing binary, which surprisingly appeared circularized but not synchronized. Recently, a third companion was detected, orbiting at roughly 1 A.U. from the central binary, on a significantly eccentric and inclined orbit. The dynamics of this triple system is here investigated, on the basis of the tentative fits of the tertiary orbit. We show that according to pure 3-body dynamics, the TY CrA central binary should be subject to periodic changes related to the so-called Kozai mechanism in cometary dynamics, which should lead to a rapid collapse. Adding tidal effects within that binary actually prevents it from collapsing. We also show that thanks to the combination of tidal effects and 3-body dynamics, the rotation axes of the components of the central binary may be locked in a particular position (in the orbital plane) which might explain the apparent non-synchronism of the binary. Such a situation would not be stable if the central binary was alone. The calculations are performed using interior models of the stars depending on their age. We show that the particular position is only stable if the system is less than a few 10^6 yrs old, i.e. if the secondary is a pre-main sequence star, otherwise the binary synchronizes. Hence we constrain the age of this system, which is in agreement with the conclusion reached from the comparison with evolutionary tracks.

Key words: stars: TY CrA – binaries: close – stars: rotation – stars: evolution – celestial mechanics

1. Introduction

The Herbig star TY CrA has been known as a short period eclipsing binary ($P=2.889$ days; Kardoplov et al. 1981) and a spectroscopic binary of type SB2 (Lagrange et al. 1993, hereafter Paper I). The identification of the radial velocity curves of both components allowed to determine their masses ($\sim 3.0 M_{\odot}$ and

$\sim 1.6 M_{\odot}$ respectively), together with their orbital characteristics (Corporon et al. 1994, hereafter Paper II). $v \sin i$ measurements toward both components gave also access to their rotation velocities, assuming their rotation axes is perpendicular to their orbital plane, i.e., to the line of sight. While the $1.6 M_{\odot}$ secondary appears marginally synchronized, the $3.0 M_{\odot}$ is surprisingly sub-synchronous (Paper II). The binary is thus almost circularized ($e \simeq 0.02$), but not synchronized. As pointed out by Casey et al. (1993), this cannot be explained straightforwardly, since in any case, tidal effects are expected to synchronize the rotation of the stars before circularizing the orbit. In fact, Hut (1981) showed that this holds for any system where the angular orbital momentum is initially significantly larger than the rotational one, which is the case most of the time, and in particular for TY CrA. In any case, a strong sub-synchronism of the $3.0 M_{\odot}$ primary is hard to explain. This led Casey et al. (1993) to suggest that the rotation axes of both components might not be perpendicular to the orbital plane of the binary, although there seemed to be no obvious argument supporting this assumption.

Perhaps the most recent advance concerning the TY CrA system is the detection of a third component orbiting the original binary system (Casey et al. 1995; Corporon et al. 1995, hereafter Paper III). In Paper III, we presented tentative fits of the orbital motion of the tertiary around the center of mass of the binary system, based on heliocentric velocity measurements. The five possible solutions are listed in Table 1. The referential frame ($Oxyz$) used to define the angular orbital elements is chosen so that the origin coincides with the center of mass of the whole system, and that the (Oz) axis points towards the Earth. Solutions #1 and #2 actually achieve the best fit.

The five solutions present in fact remarkable common features:

- a semi-major axis of the order of 1 A.U., with an orbital period significantly less than 1 year;
- a rather high eccentricity (four solutions have $e \simeq 0.5$);
- a tertiary mass $m_3 \simeq 1.2 - 1.4 M_{\odot}$, although this parameter is weakly constrained (large uncertainty);
- an inclination $i \simeq 16 - 25^\circ$.

Send offprint requests to: H. Beust

Table 1. Different solutions for the orbit of the tertiary

Parameter	Solution #1	Solution #2	Solution #3	Solution #4	Solution #5
Orbital period (days)	270 ± 1.35	268 ± 1.28	239 ± 1.68	145 ± 0.48	126 ± 0.17
Semi-major axis (a) (A.U.)	1.47 ± 0.06	1.46 ± 0.06	1.37 ± 0.06	0.98 ± 0.04	0.89 ± 0.04
Eccentricity (e)	0.507 ± 0.086	0.500 ± 0.087	0.266 ± 0.13	0.445 ± 0.17	0.538 ± 0.16
Argument of periastron (ω) ($^\circ$)	153 ± 16	155 ± 17	188 ± 24	227 ± 14	232 ± 14
Inclination (i) ($^\circ$)	20 ± 3	20 ± 3	24 ± 5	20 ± 3	16 ± 3
Tertiary mass (M_\odot)	1.26 ± 0.57	1.25 ± 0.57	1.44 ± 0.59	1.38 ± 0.58	1.21 ± 0.57

The orbit appears thus eccentric, and highly inclined with respect to that of the binary: assuming that the close binary is an eclipsing system, its inclination with respect to the plane of the sky should be close to 90° . The obtained values for the inclination of the orbit of the tertiary show therefore that this orbit is inclined by 65 or 70° with respect to that of the eclipsing binary.

The similarities between the relevant solutions found for the orbit of the tertiary allow us to assume that it is significantly constrained, and that it is eccentric and inclined with respect to that of the binary.

Such an unusual configuration for a triple system is not surprising and is observed in other hierarchical multiple systems as well (Hale 1994). The triple star Algol (Lestrade et al. 1993) is indeed a triple system with a similar spatial configuration.

The detection of the third component allows us to reconsider the sub-synchronism problem of the central binary. The purpose of this paper is to investigate the dynamics of the TY CrA system on the basis of the fit solutions of Table 1, combining 3-body dynamics with tidal effects inside the binary. As we will see below, this study helps us putting constraints on the evolutionary status of TY CrA. Hence, we precise in Sect. 2 the present constraints on the evolutionary status of TY CrA obtained from its location in the Hertzsprung-Russell diagram (hereafter HRD). In Sect. 3, we investigate the role of pure 3-body dynamics within the TY CrA system. In Sect. 4, we review and compare the various tidal mechanism able to act within the central binary. In Sect. 5, we add them to the 3-body dynamics, showing that the stability of the central binary is actually ensured by tidal effects. In Sect. 6, we perform long-term calculations of the TY CrA system, taking into account the fact that the stars do evolve during the integration. We interpret our results in Sect. 7, showing that the apparent sub-synchronism of the $3.0 M_\odot$ could correspond to a particular equilibrium location of its rotation axis, thanks to the role of the third companion. Our conclusions are presented in Sect. 8.

2. Evolutionary status of TY CrA triple system

From previous photometric, spectroscopic and dynamical computations, we have already learned that the $3.0 M_\odot$ primary of the TY CrA system has a total luminosity $80 L_\odot < L_1 < 100 L_\odot$ and effective temperature $10\,500\text{K} < T_{\text{eff},1} < 11\,450\text{K}$ (see Paper I). Note that, as the other components of the TY CrA system are much less massive, the luminosity of the whole system is dominated by the first component. The location of this component in the HRD normally allows to determine its total mass m_1

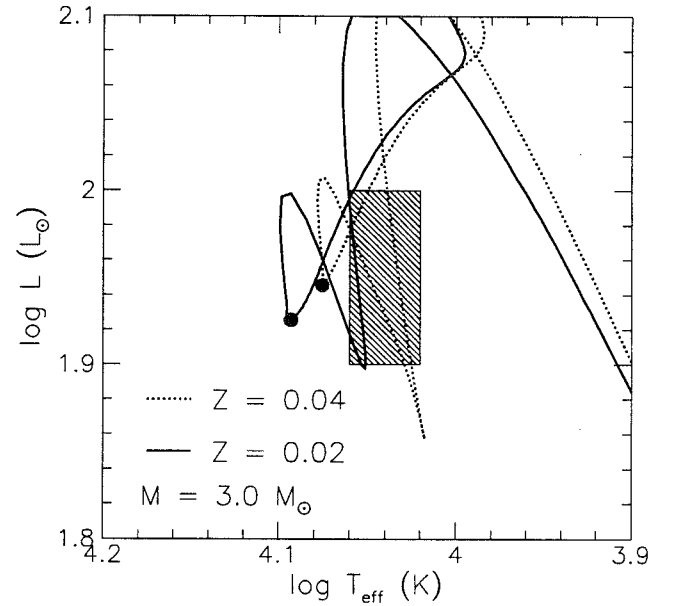


Fig. 1. Hertzsprung-Russell diagram showing computed evolution tracks for $M = 3 M_\odot$ and $Z = 0.02$ (solid line) or 0.04 (dashed line), as well as the observed position of the first TY CrA component taking account of the observational uncertainties

and age t , by comparison with computed evolutionary tracks. However, the HRD location of such theoretical tracks also depends on the metal content of the modeled stars, most currently pointed out by the metallicity Z , i.e., the total mass fraction of all the elements but hydrogen and helium. Unfortunately, we do not have yet a precise determination of the TY CrA metallicity. However, as TY CrA consists in a very young triple stellar system, it appears reasonable to assume, on grounds of our knowledge of the galactic chemical evolution, that its metallicity is quite similar or larger than the solar one, namely $Z \geq 0.02$. This leads to $2.9 M_\odot \leq M_1 \leq 3 M_\odot$, in agreement with the determination based on the velocity curves (see Paper II). In Fig. 1, we illustrate that mass determination by showing $3 M_\odot$ theoretical tracks (corresponding to $Z = 0.02$ and 0.04) together with the observational box for TY CrA.

To evaluate the age, we first need to remember the effects of metallicity in stellar evolution. For such masses, increasing Z turns into a decrease of the total luminosity and effective temperature at each given evolution stage, as well as a slower evolution time-scale. Such features can also be rendered by de-

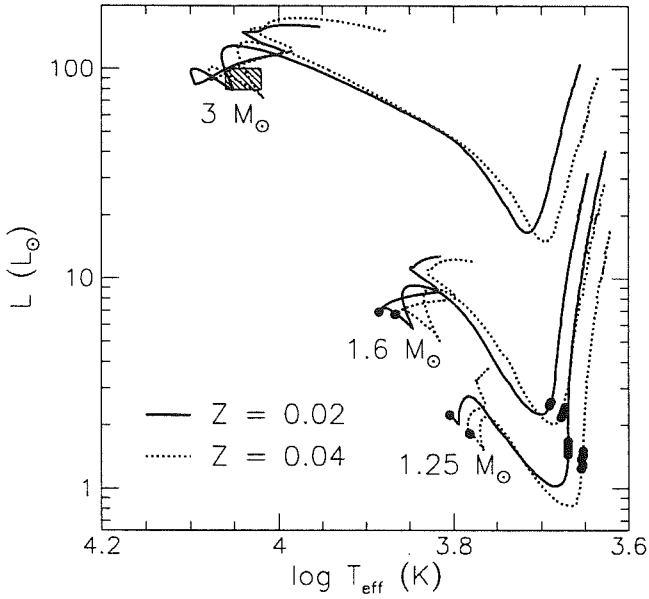


Fig. 2. Hertzsprung-Russell diagram showing the predicted positions of the second and third components of TY CrA, depending on the assumed age for the first component (see text). Obviously, the PMS positions correspond to t_{PMS} while at t_{MS} , both stars are located on their respective ZAMS

creasing the total mass at constant Z : total mass and metallicity conspire to the same changes concerning HRD location and age. This metallicity effect is well illustrated in the case of TY CrA. Indeed, Fig. 1 clearly indicates that if TY CrA is of solar metallicity, its corresponding track hardly crosses the observational box, while if its metallicity is twice as much, its track bluntly crosses the box. We also note that the age determination is even more intricate as the tracks penetrates the box two times (whatever Z), one before the zero-age main sequence (ZAMS; see the fill dots) is reached and another during the main sequence. This inevitably leads to two very different age predictions for the TY CrA system: one very small ($t_{\text{PMS}} \simeq 3 \cdot 10^6$ yr or $3.5 \cdot 10^6$ yr for $Z = 0.02$ or 0.04), and another considerably larger ($t_{\text{MS}} \simeq 1.5 \cdot 10^8$ yr or $\simeq 10^8$ yr for the same Z , respectively). We however observe that if $Z \simeq 0.02$, t_{MS} is only marginally possible. Note also that t_{PMS} is compatible with the predictions of Bibo et al. (1992).

Let us finally emphasize that both the secondary and tertiary components have very different internal structure depending on their age: at t_{PMS} , they are still partially convective and consequently less condensed than if they were mostly in radiative equilibrium like at t_{MS} .

Figure 2 shows the corresponding HRD locations of the second and third TY CrA components by assuming t_{PMS} or t_{MS} . Table 2 summarizes the stellar evolution predictions concerning the surfaces of the second and third components.

Table 2. Summary of the stellar evolution predictions concerning the TY CrA system

TY CrA component	t_{PMS}^a			t_{MS}^b		
	L (L_{\odot})	T_{eff} (K)	R (R_{\odot})	L (L_{\odot})	T_{eff} (K)	R (R_{\odot})
Second ($Z = 0.02$)	2.6	4880	2.3	6.9	7680	1.5
Third ($Z = 0.02$)	1.6	4670	1.9	2.2	6380	1.2
Second ($Z = 0.04$)	2.3	4720	2.3	6.7	7350	1.6
Third ($Z = 0.04$)	1.5	4510	2.0	1.8	6040	1.2

^a $t_{\text{PMS}} = 3.0 \cdot 10^6$ yr for $Z = 0.02$; $t_{\text{PMS}} = 3.5 \cdot 10^6$ yr for $Z = 0.04$

^b $t_{\text{MS}} = 1.5 \cdot 10^8$ yr for $Z = 0.02$; $t_{\text{MS}} = 1.0 \cdot 10^8$ yr for $Z = 0.04$

3. Three body dynamics

Although several non-planar triple stellar systems have been identified, it appears interesting to investigate the dynamics of such an unusual stellar system. Due to three body motion, the two considered orbits (binary system and tertiary) interact and may evolve slowly. In particular, the today eclipsing binary might not remain eclipsing permanently, thanks to the evolution of its orbital plane. Also the question of the stability of such a system might be addressed. Finally, this could give clues for understanding the still puzzling problem of the non-synchronism of the binary.

The interaction between the three components of the TY CrA system can be separated into two classes: three body interactions and tidal effects, mainly arising between the two components of the close binary. We will see below that tidal effects have a crucial role for ensuring the stability of the system. However, to make this appear clearly, we develop in this section a purely three body model, ignoring thus tidal effect which will be reintroduced afterwards.

3.1. Basic equations of motion

Referring the positions of the three components of the system with respect to the center of mass of the whole system by the radius vectors \mathbf{r}_i , $i = 1, 2, 3$, we start with the classical Newton equations

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \mathcal{G} \sum_{j=1,2,3, j \neq i} m_j \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3} \quad (1)$$

where \mathcal{G} is the gravitational constant. We reduce the order of the system introducing the relative positions of i) the secondary with respect to the primary; ii) the tertiary with respect to the center of mass of the binary system:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1; \quad (2)$$

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_c = \mathbf{r}_3 - \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2}. \quad (3)$$

\mathbf{r} and \mathbf{r}' are in fact the classical Jacobi coordinates introduced to reduce the order of the N -body problem (see e.g. Laskar

1989). Another interest of \mathbf{r} and \mathbf{r}' is that their variations exactly describe the evolution of the two orbits we considered. Note that hereafter, all primed quantities will refer to the orbit of the tertiary, while corresponding non-primed quantities will refer to the orbit of the close binary. We may now introduce the following notations:

$$M = m_1 + m_2 + m_3; \quad (4)$$

$$\mu = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (5)$$

$$\mu' = \frac{m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \quad (6)$$

$$r_{ij} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|, \quad \text{for } (i, j) \in [1, 3]^2; \quad (7)$$

μ and μ' are the mass parameters of the corresponding orbits.

Given these notations, Eqs. (1) can be rewritten in terms of variations equations for \mathbf{r} and \mathbf{r}' as

$$\frac{1}{\mathcal{M}} \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{1-\mu'}{r^3} \mathbf{r} + \mu' (\beta \mathbf{r}' - \gamma \mathbf{r}) \quad (8)$$

$$\frac{1}{\mathcal{M}} \frac{d^2 \mathbf{r}'}{dt^2} = -\alpha \mathbf{r}' + \mu(1-\mu)\beta \mathbf{r}$$

where we have defined

$$\alpha = \frac{1-\mu}{r_{13}^3} + \frac{\mu}{r_{23}^3}, \quad \beta = \frac{1}{r_{23}^3} - \frac{1}{r_{13}^3}, \quad \gamma = \frac{1-\mu}{r_{23}^3} + \frac{\mu}{r_{13}^3}. \quad (9)$$

The potential energy U of this system is

$$\frac{U}{\mathcal{M}^2} = -\frac{\mu(1-\mu)(1-\mu')^2}{r} - \frac{\mu\mu'(1-\mu')}{r_{23}} - \frac{\mu'(1-\mu)(1-\mu')}{r_{13}}. \quad (10)$$

The potential energy U_0 corresponding to the unperturbed orbits reads

$$\frac{U_0}{\mathcal{M}^2} = -\frac{\mu(1-\mu)(1-\mu')^2}{r} - \frac{\mu'(1-\mu')}{r'}, \quad (11)$$

so that the perturbing potential $U_1 = U - U_0$ is

$$\frac{U_1}{\mathcal{M}^2} = \mu'(1-\mu') \left[(1-\mu) \left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r_{13}} \right) + \mu \left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r_{23}} \right) \right]. \quad (12)$$

Adding U_1 to the Hamiltonian H_0 of the unperturbed system, we may now write the Hamiltonian H of the perturbed system:

$$\frac{H}{\mathcal{M}^2} = -\frac{\mu(1-\mu)(1-\mu')^2}{2a} - \frac{\mu'(1-\mu')}{2a'} + \frac{U_1}{\mathcal{M}^2}, \quad (13)$$

where a and a' are the semi-major axis of both orbits. For both orbits, we introduce now the classical conjugate Delaunay elements as

$$\begin{aligned} l; L &= \sqrt{(1-\mu)a\mathcal{M}} \\ \omega; G &= \sqrt{(1-\mu)a\mathcal{M}(1-e^2)} \\ \Omega; \Theta &= \sqrt{(1-\mu)a\mathcal{M}(1-e^2)} \cos i \\ l'; L' &= \sqrt{a'\mathcal{M}} \\ \omega'; G' &= \sqrt{a'\mathcal{M}(1-e'^2)} \\ \Omega'; \Theta' &= \sqrt{a'\mathcal{M}(1-e'^2)} \cos i' \end{aligned} \quad (14)$$

In these equations, l and l' are the mean anomalies in both orbits, while the other symbols have their usual meaning as orbital elements (semi-major axes, eccentricities, inclinations, longitudes of the nodes and argument of periastra). To avoid singularities for zero inclinations and eccentricities, it is convenient to replace the Delaunay elements by the Poincaré elements:

$$\begin{aligned} \lambda &= l + \omega + \Omega; \quad \Lambda = L \\ \eta &= -\sqrt{2(L-G)} \sin \varpi; \quad \xi = \sqrt{2(L-G)} \cos \varpi \\ q &= -\sqrt{2(G-\Theta)} \sin \Omega; \quad p = \sqrt{2(G-\Theta)} \cos \Omega \end{aligned} \quad (15)$$

Here λ stands for the mean longitude and $\varpi = \omega + \Omega$ is the longitude of periastron. Of course, similar definitions are introduced for the orbit of the tertiary. The equations of motion become now

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{dt} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial \Lambda}; \quad \frac{d\eta}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial \xi}; \quad \frac{dq}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial p} \\ \frac{d\Lambda}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial \lambda}; \quad \frac{d\xi}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial \eta}; \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial q} \\ \frac{d\lambda'}{dt} &= \frac{1}{\rho'} \frac{\partial H}{\partial \Lambda'}; \quad \frac{d\eta'}{dt} = \frac{1}{\rho'} \frac{\partial H}{\partial \xi'}; \quad \frac{dq'}{dt} = \frac{1}{\rho'} \frac{\partial H}{\partial p'} \\ \frac{d\Lambda'}{dt} &= -\frac{1}{\rho'} \frac{\partial H}{\partial \lambda'}; \quad \frac{d\xi'}{dt} = -\frac{1}{\rho'} \frac{\partial H}{\partial \eta'}; \quad \frac{dp'}{dt} = -\frac{1}{\rho'} \frac{\partial H}{\partial q'} \end{aligned} \quad (16)$$

where $\rho = M\mu(1-\mu)(1-\mu')$ and $\rho' = M\mu'(1-\mu')$ are the reduced masses corresponding to both orbital motions. These equations are equivalent to Eqs. (8). The system has 6 degrees of freedom.

3.2. The averaged problem

In order to study the secular evolution of the system, it is convenient to average Eqs. (16) over the short periods, namely the orbital motions. We see from Table 1 that all solutions lead to an orbital period for the tertiary larger than 100 days, which is much larger than the orbital period of the close binary (2.889 days; Kardopolov et al. 1981). We may thus claim that there is no obvious mean-motion resonance between both orbital motions; λ and λ' are independent variables and all the possible relative configurations between them are equiprobable. The averaging may then safely be done separately over these variables. We replace in Eqs. (16) the exact Hamiltonian H [Eq. (13)] by an averaged one \bar{H} defined as follows:

$$\bar{H} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} H(\lambda, \lambda') d\lambda d\lambda'. \quad (17)$$

As the averaged Hamiltonian does not depend on λ and λ' , it is obvious from Eqs. (16) that the semi-major axes a and a' remain secularly constant, which is a classical result for non-resonant orbits. The averaged problem has therefore only 4 degrees of freedom.

It is possible to reduce once more the order of the system using the conservation of the total angular momentum of the whole system. To do so, we consider as usual a “natural” referential

frame ($OXYZ$) of the system where the angular momentum C is assumed parallel to (OZ) . In the following, we will refer this referential frame as the natural one, while the original one will be referred as the “sky referential frame”. Measuring the angular orbital elements with respect to that referential frame, it is well known (Laskar 1989) that $\Omega - \Omega' = \pi$. We also have obviously

$$\rho G \cos i + \rho' G \cos i' = C; \quad (18)$$

$$\rho G \sin i - \rho' G \sin i' = 0, \quad (19)$$

where C is the constant angular momentum. This allows to directly express Θ and Θ' as a function of G , G' and C . The system reduces then to 2 degrees of freedom with (η, ξ, η', ξ') as dependent variables, to which the additional equation $d\Omega/dt = \partial H/\partial C$ must be added.

3.3. The numerical study

In order to investigate the dynamics of this triple system, we carried out a numerical integration of the averaged system over 50 000 years, taking as input the different solutions from Table 1. For the orbit of the close binary, we took the orbital elements given in Paper II. However, as it is not possible to constrain the longitude of the nodes (Ω and Ω') for both orbits, these parameters remained free. It is nevertheless obvious from rotational invariance that the Hamiltonian is only a function of $\Omega - \Omega'$. We thus tried different integrations taking various initial values for $\Omega - \Omega'$.

Once the initial conditions are fixed, the angular momentum of the system is computed, and the problem is translated into the natural reference frame, where the 2 degrees of freedom problem is numerically integrated. This requires the evaluation of the averaged Hamiltonian \bar{H} and of its derivatives with respect to the four dependent variables and C at each step. As reported below, the eccentricity of the close binary appears to vary from 0 to 1. Our description of secular dynamics must then be correct for any value of eccentricity. Hence, we cannot use here the classical expansions of \bar{H} in powers of e , typical of Celestial Mechanics. The averaging integral is numerically performed with a classical Gaussian quadrature rule using a 70×70 points grid. The averaged equations of motion are then numerically integrated using a 4th order Runge-Kutta scheme with adaptive step-size control. This procedure is identical to that of the Extended Schubart Integrator, used to compute the motion of Solar-System asteroids trapped in mean-motion resonances with Jupiter, as described in Moons (1993; 1994).

A general trend is that all solutions from Table 1 and all initial values for $\Omega - \Omega'$ give similar results, i.e., they reveal a similar behavior. Figures 3–6 show the temporal evolution of the most important orbital parameters for initial conditions ($t = 0$) corresponding to solution #1 from Table 1 and $\Omega - \Omega' = 100^\circ$. The first obvious conclusion is that the orbit of the binary is much more affected by perturbations than that of the tertiary. Surprisingly, the binary orbit appears to become regularly highly eccentric (Fig. 3), while its inclination (with respect to the natural referential frame) drops sharply by more than 40° at the same

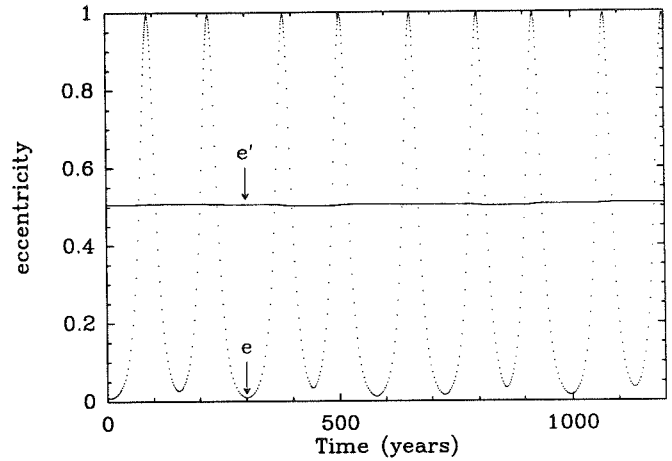


Fig. 3. Evolution of the eccentricities of the close binary (e) and the tertiary orbit (e') as a function of time for 1200 years under the effects of pure 3-body dynamics. A quasi-periodic behavior (confirmed by integration over a longer time scale) is clearly detected; the close binary becomes very eccentric every ~ 150 years. Conversely, the eccentricity of the tertiary orbit is very stable. Only very small variations are recorded

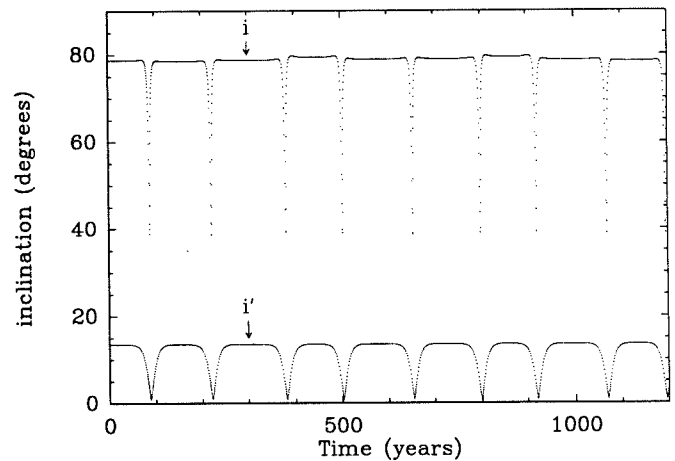


Fig. 4. Evolution of the inclinations of the close binary (i) and the tertiary orbit (i') with respect to the natural referential frame as a function of time, in the same conditions as in Fig. 3. Both inclinations appear to remain roughly constant most of the time, but drop regularly. These sudden variations correspond to the peak values for the eccentricity e . The variations of i' are much less important than for i

time the eccentricity becomes large (Fig. 4). The orbit naturally precesses simultaneously, showing thus that the orbital plane of the binary orbit is far from being stable. Conversely, the orbit of the tertiary appears much more stable. Its eccentricity is almost constant (Fig. 3). Its inclination (always with respect to the natural referential frame) also presents a similar behavior to that the binary orbit, but the amplitude of the variations is here far less (Fig. 4); indeed, i' always remain between 0° and 13° , showing that the orbital plane of the tertiary remains roughly constant, almost perpendicular to the global angular momentum, while

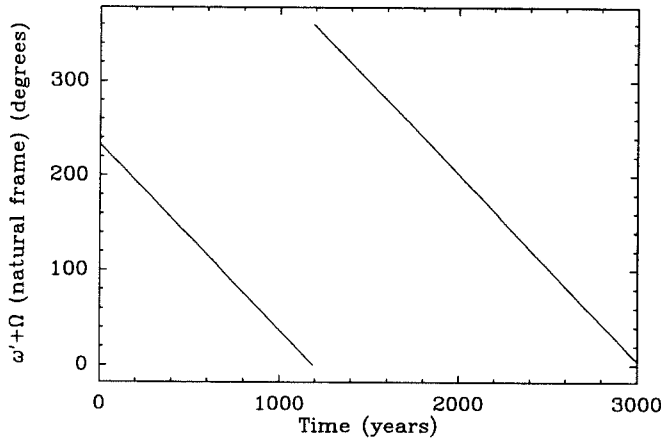


Fig. 5. Evolution of the longitude of perihelion $\varpi' = \Omega' + \omega'$ of the tertiary orbit with respect to the natural referential frame as a function of time. The orbit precesses within ~ 1800 years

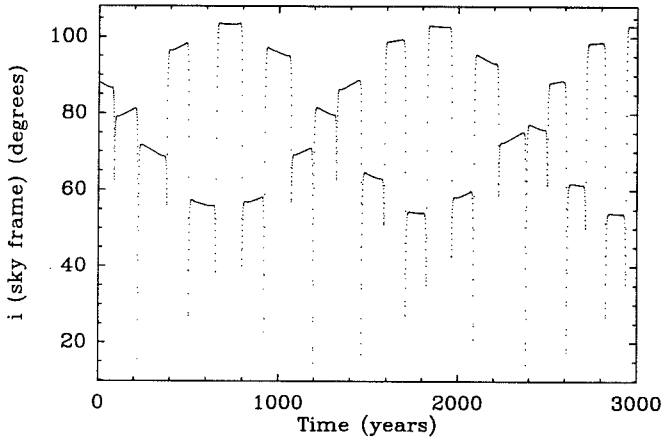


Fig. 6. Evolution of the inclination i of the close binary with respect to the sky referential frame as a function of time. Due to the combination with orbit precession, a more complex behavior than in Fig. 4 is recorded

the orbit regularly precesses over a longer time-scale, as illustrated in Fig. 5. These results were independently confirmed by a numerical integration of Eqs. (8).

Of course, once back in the sky referential frame, the behavior of the angular orbital elements is more complex, due to the combination of precession and nutation of the orbits. This is illustrated in Fig. 6, where the variations of the binary inclination i with respect to that frame are reported. The resulting behavior is more complex than in Fig. 4. This illustrates the advantage of performing all calculations in the natural referential frame. However, the important variations reported on Fig. 6 show that within that simple model, the today eclipsing binary is not expected to remain eclipsing permanently, since this would require an inclination permanently close to 90° .

The general behavior described here was recorded for all input solutions taken from Table 1, and for all values of $\Omega - \Omega'$. Varying $\Omega - \Omega'$ changes almost nothing to the results. It only

shifts the orbital precessing motion by a given constant angle. The different solutions from Table 1 reveal all the same quasi-periodic behavior, with only small changes to the period of that behavior. In particular (this is in fact the most important effect), for solutions #4 and #5, the period of the quasi-periodic motion of the eccentricities and the inclinations is roughly divided by a factor 2. This may be understood by the fact that for these solutions, the orbital period of the tertiary is roughly half of that for the first three solutions.

3.4. Interpretation

The recorded dynamical behavior may be understood when comparing the angular momenta of the orbits. The two angular momenta are ρG and $\rho' G'$, where G and G' are defined in Eqs. (14). It is worth noticing that the angular momentum of the tertiary orbit is significantly larger than that of the orbit of the binary. Considering the input data of solution #1 from Table 1, we found $\rho' G' / \rho G \simeq 4.79$. This is enough to consider that the total angular momentum of the system is mainly due to the tertiary orbit, since the tilt angle between its angular momentum and the global one cannot exceed $\arcsin(1/4.79) \simeq 12^\circ$.

Moreover, as the semi-major axes are constant, and that keplerian angular momenta are proportional to $\sqrt{a(1-e^2)}$, we see obviously that the angular momentum of the binary orbit will remain small compared to the global one C . Therefore, the angular momentum of the tertiary is forced to remain permanently close to C , showing that i) the eccentricity of the tertiary should not vary drastically ii) its orbital plane should remain close to the (OXY) plan of the natural referential frame, i.e., roughly perpendicular to C . This is obviously confirmed by the numerical integration.

Conversely, the orbit of the binary is expected to be the subject of more drastic changes. The behavior reported above may be described in the frame of the *Kozai mechanism* (Kozai 1962). This mechanism applies in the Solar System for comets with originally highly inclined orbits with respect of the ecliptic. Under the effect of secular planetary perturbations (mainly arising from Jupiter), the orbit evolves, but the rotational invariance of the averaged problem shows that the z -component of the orbital angular momentum of the comet, i.e., $J_z = \sqrt{a(1-e^2)} \cos i$ should remain constant. Therefore, an orbit initially highly inclined and weakly eccentric may become weakly inclined but highly eccentric to keep J_z constant. This occurs indeed periodically with the precession of the argument of perihelion ω . As pointed out by Bailey et al. (1992), this mechanism is responsible for the origin of most sun-grazer comets in our Solar System, in particular those of the Kreutz group. Within that mechanism, the temporal evolution of both inclination and eccentricity is similar to what is obtained on Figs. 3 and 4.

A similar mechanism is at work here on the orbit of the binary. Since the orbit of the tertiary is close to the (OXY) plane, we see that the longitude of its node Ω' is not well defined. This means precisely that the Hamiltonian H is expected to depend only weakly on Ω' ; $\partial H / \partial \Omega'$ is then small. By rotational invariance, the Hamiltonian is only a function of $\Omega - \Omega'$, showing

that $\partial H/\partial \Omega$ is also small. Thanks to Eqs. (16), we thus see that Θ should be roughly constant. This is exactly the context of the Kozai mechanism: any sharp decrease of inclination should be accompanied by a increase of eccentricity. We saw that this is expected to occur periodically. Naturally, a similar mechanism is expected to apply for the tertiary orbit, but thanks to a larger angular momentum, its amplitude is far less than in the case of the binary orbit (Fig. 4).

In order to have a more quantitative point of view, let us focus on a first order expansion of the 3-body Hamiltonian (13). Contrary to usual habits in Celestial Mechanics, we will not expand it here in powers of e or e' , since these quantities might not remain small. However, as the semi-major axes do not evolve, we may stress that r/r' is small, and both r_{13} and r_{23} (hence H) might be expanded in ascending powers of r/r' (Legendre polynomials). To lowest non-zero order, we get

$$\frac{U_1}{\mathcal{M}^2} = \frac{\mu(1-\mu)\mu'(1-\mu')}{2r'} \left[\frac{r^2}{r'^2} - 3 \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}')^2}{r'^4} + O\left(\frac{r^3}{r'^3}\right) \right]. \quad (20)$$

This expression may then be averaged over both orbital motions like in Eq. (17). After some algebra, we get

$$\begin{aligned} \frac{\overline{U_1}}{\mathcal{M}^2} = & -\frac{1}{8(1-e'^2)^{3/2}} \frac{a^2}{a'^3} \mu(1-\mu)\mu'(1-\mu') \times \\ & \{ [15(1-2x_2^2-x_1^2)\cos^2\omega + 30x_2x_3\sin\omega\cos\omega + \\ & 15x_2^2 + 12x_1^2 - 9] e^2 - 1 + 3x_1^2 \} + \frac{1}{a'} O\left(\frac{a^3}{a'^3}\right) \end{aligned} \quad (21)$$

where

$$\begin{cases} x_1 = \cos i \cos i' + \sin i \sin i' \cos(\Omega - \Omega') \\ x_2 = \sin i' \sin(\Omega - \Omega') \\ x_3 = \cos i' \sin i - \cos i \sin i' \cos(\Omega - \Omega') \end{cases} \quad (22)$$

Higher order expansions are more complex, but they may be obtained straightforwardly. First, it is interesting to note that ω' does not appear in Eq. (21). Hence, according to Eqs. (14), the variations of e' are only higher order. This illustrates why e' remains almost constant in any case. If we assume now $\Omega - \Omega' = \pi$, we also get to lowest order

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial U_1}{\partial \Omega} = -\frac{15\mu\mathcal{M}e^2}{16(1-e'^2)^{3/2}} \frac{a^2}{a'^3} \sin 2i \sin 2\omega \sin i' + \frac{1}{a'} O\left(\frac{a^3}{a'^3}\right). \quad (23)$$

As i' remains small (for angular momentum conservation purpose), we see that this quantity remains also small, meaning that, as expected, Θ is roughly constant.

4. Tidal effects

4.1. The need for considering tidal effects

The three body calculations presented in the previous section did not take into account any tidal effect between the individual

stars constituting the TY CrA system. However, taking them into account cannot be avoided. First, it is well known that the dynamics of short period binaries is substantially affected by mutual tidal effects. In particular, binaries with orbital periods less than a cut-off period are expected to be circularized that way. From statistical observations, this cut-off period is estimated to ~ 8 days (Koch and Hvrinak 1981), although observations of peculiar clusters gave smaller (5.7 days; Mayor and Mermilliod 1984) or larger values (10–11 days; Mathieu & Mazeh 1988). In any case, the orbital period of the close binary of the TY CrA system is far less than the cut-off value, showing that tidal effects within that binary are to be considered. Conversely, we may assume safely that tidal effects are limited to the binary only, i.e., that tidal effects involving the third component may be neglected.

Independently from this, Fig. 3 shows obviously that the three-body model of the previous section cannot be satisfactory: the eccentricity of the binary is expected to sometimes almost reach 1 (the exact peak value obtained in the numerical integrations was about 0.995). Remembering that the semi-major axis is constant, one sees that the periastron distance between the two primaries must become very small whenever the eccentricity is high. The semi-major axis of the binary is estimated to $13.9 R_\odot$ (Paper II) at present-time zero eccentricity; the periastron is then expected to be as small as $0.0695 R_\odot$ for $e = 0.995$. This is far less than the radius of both stars at any age (see Table 2), showing that the binary should in fact have already collapsed into a single star unless tidal effects prevent the orbit from evolving to high eccentricity values. This illustrates the need for considering tidal effects.

4.2. Various tidal mechanism

Several mechanisms generate tidal effects in close binaries. They all tend to synchronize the rotation of both components and the orbital motion and to circularize the orbit. In the case when the rotation axis would not be perpendicular to the orbital plane, the tidal effects also act to align both orbital and rotational angular momenta. Indeed, for an isolated close binary, it was shown (Hut 1980) that the only possible equilibrium state is characterized by i) alignment of the angular momenta, ii) circularity, and iii) corotation, irrespective to any tidal mechanism. The efficiency of the different mechanism may be compared evaluating characteristic circularization (t_{circ}) and synchronization (t_{sync}) times for each of them. Basically, for a given tidal mechanism making the eccentricity and the rotation velocities N of both stars vary, one may define these times as (Zahn 1977)

$$\frac{1}{t_{\text{circ}}} = -\frac{1}{e} \frac{de}{dt}; \quad (24)$$

$$\frac{1}{t_{\text{sync}}} = -\frac{1}{N-n} \frac{dN}{dt}, \quad (25)$$

where n is the mean angular orbital velocity. One t_{sync} can of course be defined for each star (one for each N_i), while for t_{circ} , the contribution of both stars must be added.

The first mechanism invoked is the *equilibrium tide*: due to tidal attraction from its companion, each component is distorted from a spherical or axisymmetric shape and reaches an equilibrium figure. The tide resulting from this interaction may be separated into two distinct effects, which were analyzed by Alexander (1973) and Kopal (1978):

1. an effect arising from the rotation of each component on itself, independent from any mutual interaction. This effect vanishes when the rotation axes are perpendicular to the orbital plane, otherwise it only acts on the angular orbital elements, and does not affect a and e . This effect may be called *rotational effect*. It does not contribute to circularization nor synchronization, but to precession and nutation of the rotation axis. Its efficiency may be estimated by a characteristic time t_{rot} for each component $\#i$ defined by Alexander (1973):

$$(t_{\text{rot}})_i = \frac{\mathcal{I} M_i \dot{\alpha}^2}{N_i^2 (k_2)_i R_i^5} \frac{2\pi}{n}, \quad (26)$$

where R_i stands for the radius of the corresponding component, and $(k_j)_i$, $j = 2, 3 \dots$ for dimensionless constants related to the internal structure of that component, known as apsidal constants.

2. a “lagging-tide” effect, due to the viscosity of the material constituting each component. Consequently, the tidal bulge raised by one component onto its companion cannot perfectly points towards the companion, but lags by a given angular amount referred as tidal lag. The analysis of the secular action of this effect on the orbital elements of the binary was achieved by Alexander (1973), Kopal (1978) and Hut (1981; 1982), in the so-called weak-friction case, where the tidal lag is assumed proportional to the relative angular velocity $N_i - n$ (this is true for small enough lags). Alexander computed the characteristic times t_{circ} and t_{sync} for that effect as (here given for component $\#1$)

$$(t_{\text{circ}})_1 = \frac{m_1}{m_2} (1 - e^2)^5 \left(\frac{a}{R_1} \right)^5 \frac{1}{T_1 N_1 (k_2)_1} \frac{2\pi}{n}; \quad (27)$$

$$(t_{\text{sync}})_1 = \frac{m_1}{m_2} \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) (1 - e^2)^{9/2} \times \left(\frac{a}{R_1} \right)^3 \frac{2\pi g_1^2}{T_1 n^2 (k_2)_1}, \quad (28)$$

where g_1 is the gyration radius of component $\#1$ defining its moment of inertia as $g_1^2 m_1 R_1^2$, and T_1 is a (small) constant delay time characterizing the lagging tide effect. T_1 is related to the mean viscosity of the star $\bar{\mu}$ by

$$\bar{\mu} = \frac{125}{242\pi} \frac{\mathcal{I} m_1^2}{R_1^4} (k_2)_1 T_1. \quad (29)$$

Evaluating $\bar{\mu}$ is not easy, but Press et al. (1975) showed that turbulent viscosity in radiative envelopes should dominate microscopic viscosity, giving thus an estimate for $\bar{\mu}$, t_{circ} and t_{sync} .

Another tidal mechanism inducing synchronization and circularization known as *dynamical tides* was analyzed by Zahn

(1975; 1977). This occurs when the non-adiabatic oscillations driven on one component by the perturbing action of its companion are damped by radiative dissipation. This leads to a torque applied to the star, thus coupling orbital motion and rotation. Zahn (1977) showed that this effect dominates when a radiative envelope is present, thus for early-type stars, which may be the case at least for the $3.0 M_\odot$ primary in TY CrA. Zahn (1977) gave the characteristic times t_{sync} and t_{circ} for that effect:

$$\frac{1}{(t_{\text{sync}})_1} = 52^{2/3} \sqrt{\frac{G m_1}{R_1^3}} \frac{m_2}{m_1^2} \left(1 + \frac{m_2}{m_1} \right)^{5/6} \frac{(E_2)_1}{g_1^2} \left(\frac{R_1}{a} \right)^{17/2}; \quad (30)$$

$$\frac{1}{(t_{\text{circ}})_1} = \frac{21}{2} \sqrt{\frac{G m_1}{R_1^3}} \frac{m_2}{m_1} \left(1 + \frac{m_2}{m_1} \right)^{11/6} (E_2)_1 \left(\frac{R_1}{a} \right)^{21/2}, \quad (31)$$

(for component $\#1$) where $(E_j)_i$, $j = 2, 3 \dots$ are dimensionless constants characterizing the dynamical tide, analogous to the apsidal constants $(k_j)_i$ for equilibrium tides.

A final mechanism was discovered by Tassoul & Tassoul (1992, and Refs. therein). They showed that tidally driven meridional currents within each component act for circularization and synchronization. They also gave characteristic times:

$$(t_{\text{sync}})_1 (\text{yr}) = \frac{14.4 \times 10^{-N/4} m_2}{m_1 (1 + m_2/m_1)^{3/8}} \times \left(\frac{L_\odot}{L_1} \right)^{1/4} \left(\frac{M_\odot}{m_1} \right)^{1/8} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{9/8} \left(\frac{a}{R_1} \right)^{33/8}; \quad (32)$$

$$(t_{\text{circ}})_1 (\text{yr}) = \frac{14.4 \times 10^{-N/4}}{g_1^2 (1 + m_2/m_1)^{11/8}} \times \left(\frac{L_\odot}{L_1} \right)^{1/4} \left(\frac{M_\odot}{m_1} \right)^{1/8} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{9/8} \left(\frac{a}{R_1} \right)^{49/8}, \quad (33)$$

where L_1 stands for the luminosity, and N is a characteristic exponent which may be taken equal to 0 for stars having radiative envelopes and to 10 for those having a convective envelope.

4.3. Application to TY CrA

Comparing the efficiency of the different tidal mechanism described above means evaluating and comparing the values of the corresponding characteristic times. One needs thus values for the various constants appearing in these expressions, once applied to the peculiar case of the close binary of the TY CrA system. Among them we first have the apsidal constants $(k_j)_i$. The complete treatment of the equilibrium tide only requires them up to $j = 4$ (Alexander 1973). It is well known (Kopal 1978) that these constants are defined by

$$(k_j)_i = \frac{j+1 - \eta_j(R_1)}{2j + 2\eta_j(R_1)}, \quad (34)$$

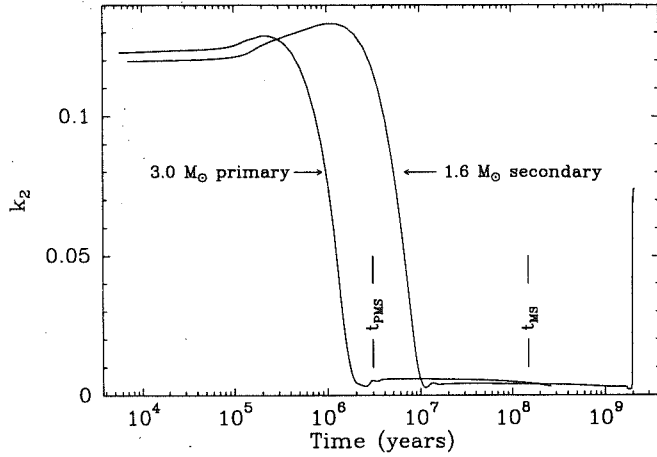


Fig. 7. Evolution of the first apsidal constant k_2 as a function of time for the components of the TY CrA central binary, assuming solar metallicity. The temporal location of t_{MS} and t_{PMS} for solar metallicity is indicated

Table 3. Values of apsidal constants, radius and gyration radius obtained for the close binary of the TY CrA system using the models of Siess et al. (1996), and assuming solar metallicity

Parameter	Primary (t_{MS})	Secondary (t_{MS})	Primary (t_{PMS})	Secondary (t_{PMS})
Mass (M_\odot)	3.0	1.6	3.0	1.6
Radius (R_\odot)	2.54	1.48	2.38	2.21
Gyr. radius	0.224	0.205	0.218	0.433
k_2	$4.31 \cdot 10^{-3}$	$4.00 \cdot 10^{-3}$	$5.21 \cdot 10^{-3}$	0.118
k_3	$9.36 \cdot 10^{-4}$	$8.38 \cdot 10^{-4}$	$1.09 \cdot 10^{-3}$	$4.38 \cdot 10^{-2}$
k_4	$3.15 \cdot 10^{-4}$	$2.80 \cdot 10^{-4}$	$1.39 \cdot 10^{-4}$	$2.27 \cdot 10^{-2}$

where $\eta_j(R_1)$ is the surface value of a particular solution $\eta_j(r)$ of the Radau differential equation

$$r \frac{d\eta_j}{dr} + \eta_j (\eta_j - 1) + 6D(\eta_j + 1) = j(j + 1), \quad (35)$$

with the initial condition $\eta_j(0) = j - 2$. Here $D = \rho(r)/\bar{\rho}(r)$, where $\rho(r)$ is the density (inside the star) at radius r , while $\bar{\rho}(r)$ stands for the mean density inside the sphere of radius r .

Solving this equations requires a stellar model to tabulate the function D . Standard determinations of k_j 's are given by Brooker & Olle (1955) for polytropic models with various indexes. However, these values appeared not satisfactory to us, as the apsidal constants they obtained are significantly sensitive to the polytropic index assumed. Moreover, these constants may depend on the age of the TY CrA system.

We thus decided to tabulated these quantities over the lifetime of both components of the binary. More precisely, for each model at a given age, we integrated the Radau equation to determine the k_j 's.

The results of this determination is illustrated on Fig. (7), where the principal apsidal constant (k_2) is plotted as a function of time for both components (the other ones present very similar behaviors). Schematically, for each star, k_2 remains high as long

Table 4. Values of characteristic times for the different tidal mechanisms invoked

Mechanism ($t_{PMS} : 3 \cdot 10^6$ yr)	t_{circ} (yrs)	$(t_{sync})_1$ (yrs)	$(t_{sync})_2$ (yrs)
Equilibrium tide	$2.488 \cdot 10^{10}$	$1.458 \cdot 10^{11}$	$1.175 \cdot 10^8$
with turbulence (Press et al. 1975)			
Dynamical tide (Zahn 1977)	$2.488 \cdot 10^{10}$	$6.246 \cdot 10^7$	$5.246 \cdot 10^8$
Meridional circulation (Tassoul & Tassoul 1992)	$2.028 \cdot 10^6$	$2.765 \cdot 10^4$	$1.993 \cdot 10^4$
Rotational effect (Alexander 1973)	$(t_{rot})_1 = 6536$ yrs $(t_{rot})_2 = 220.3$ yrs		
Mechanism ($t_{MS} : 1.5 \cdot 10^8$ yr)	t_{circ} (yrs)	$(t_{sync})_1$ (yrs)	$(t_{sync})_2$ (yrs)
Equilibrium tide	$3.846 \cdot 10^{12}$	$1.219 \cdot 10^{10}$	$1.193 \cdot 10^{11}$
with turbulence (Press et al. 1975)			
Dynamical tide (Zahn 1977)	$1.134 \cdot 10^{10}$	$4.129 \cdot 10^7$	$1.926 \cdot 10^9$
Meridional circulation (Tassoul & Tassoul 1992)	$3.903 \cdot 10^6$	$2.001 \cdot 10^4$	$4.762 \cdot 10^4$
Rotational effect (Alexander 1973)	$(t_{rot})_1 = 5658$ yrs $(t_{rot})_2 = 4792$ yrs		

as the star is pre main-sequence, and drops as soon as a radiative (and more dense) core grows. The temporal position of the two possible ages t_{PMS} and t_{MS} mentioned above is indicated (for solar metallicity). We clearly see on the plot the difference between these two models. At t_{MS} , both stars are basically on the main sequence, while this is only the case for the $3.0 M_\odot$ primary at t_{PMS} . Consequently, k_2 is significantly larger for the $1.6 M_\odot$ secondary at t_{PMS} .

This result also holds for k_3 and k_4 . Indeed, these constants are always smaller than k_2 for both stars, but they present temporal evolutions identical to k_2 . Some peculiar values for t_{MS} and t_{PMS} (solar metallicity) are given in Table 3. Comparing to Brooker & Olle (1955), we see that for t_{MS} , our values roughly correspond to those for a polytropic index 3.5. Comparing both models shows that the results are almost the same for the primary, while the apsidal constants for the secondary are larger by at least one order of magnitude at t_{PMS} than at t_{MS} . This is not surprising, since at both ages, the primary is a main sequence star, while the secondary is a pre-main sequence star at t_{PMS} .

Given these results, we thus computed the various characteristic times for all the tidal effects, for both ages. For the dynamical tidal torque constants $(E_2)_i$, $i = 1, 2$, we took ZAMS values corresponding to both stellar masses from Zahn (1975): $(E_2)_1 = 4.72 \cdot 10^{-8}$ and $(E_2)_2 = 2.41 \cdot 10^{-9}$. The results of characteristic time determination are listed in Table 4. We may note that in any case, the most powerful effects are i) the rotational effect for equilibrium tide ii) the meridional circulation model by Tassoul & Tassoul (1992). Indeed, the other effects can be neglected in the present case, since their characteristic times are always larger than the assumed age of the TY CrA system. It is

also worth noticing than the tidal effects are much more efficient on the secondary at t_{PMS} than at t_{MS} , because of its pre-main sequence state at t_{PMS} .

5. Dynamics of the TY CrA system with tidal effects

In order to properly distinguish the effect of each tidal mechanism, we carried out a numerical integration of the TY CrA system dynamics, adding the tidal effects to the basic three-body model described above. Table 4 shows that the meridional circulation effect by Tassoul & Tassoul (1992) is by far the strongest one among the possible effects. The other ones may be neglected. However, the weak-friction model is the only one for which closed evolution formulas for the orbital elements are available and valid for any configuration (high eccentricity, non-coplanarity. . .). We thus decided to use these formulas given in Alexander (1973), but adjusting at every time the characteristic constants T_i ($i = 1, 2$) in such a way that the characteristic times $(t_{\text{sync}})_i$ ($i = 1, 2$) of the weak friction model defined in Eq. (28) remain equal to the corresponding ones for the meridional circulation model, defined in Eq. (32). This may be justified by the fact that the evolution equations given by Alexander (1973) are derived from an average over the instantaneous perturbation equations, and that the general form of these equations is independent from any tidal mechanism. It was also shown by Hut (1980) that for any tidally interacting binary, the only possible equilibrium is characterized by circularity, corotation and axes alignment, whatever the specific tidal mechanism; thus, only time-scales are important.

Since tidal effects work on coupling the orbital motion to the axial rotation of the stars, we must now compute the evolution of their rotation together with that of the orbital motion. We thus add now six new variables to the basic orbital elements, used to characterize the rotation of each component of the binary: the rotation velocities N_j ($j = 1, 2$), the ascending nodes ϕ_j ($j = 1, 2$) of the equatorial planes of the stars with respect to the natural referential frame, and the inclinations θ_j ($j = 1, 2$) of the rotation axes with respect to the OZ axis of the natural referential frame. Note that the synchronism of component # j with the orbital motion means exactly $N_j = n$, $\phi_j = \Omega$ and $\theta_j = i$. Note also that the orbital angular momentum of the whole system is no longer constant, due to the tidal interaction. In fact, one should consider the total angular momentum (orbital+rotational) of the system, and an appropriate referential frame. However, since in any case, the rotational angular momenta are much smaller than the orbital ones, we may consider that the total orbital angular momentum is roughly constant, and we will keep the natural referential frame introduced in Sect. 3. Nevertheless, as the orbital angular momentum is no longer exactly constant, the reduction of the order of the system to be integrated no longer holds. We are then back to the averaged version of Eqs. (16). Moreover, as tidal effects may cause the semi-major axes vary, we cannot consider them as constant as previously. Finally, the number of dependent variables is now 16, i.e., 10 orbital parameters and 6 “rotational” ones.

However, we keep the averaged formulation of the problem. Alexander (1973) and Kopal (1978) calculated the averaged form of the variational equations for all orbital elements and rotational parameters for the weak-friction model. The reader is referred to Eqs. (3.30)–(3.40), (4.21)–(4.23), and (4.32)–(4.34) from Alexander (1973), which are valid for any eccentricity.

If the binary was alone, there would be no reason for both rotation axes not to be perpendicular to the orbital plane. However, the presence of the tertiary component may change this simple picture. We indeed saw above that according to pure three-body motion, the orbital plane of the binary is expected to present periodic drastic changes over a typical time of a few hundreds years. Hence, if we want the orbital axes to remain perpendicular to that orbital plane, the tidal effects which act on coupling the rotation and the orbital motion need to be strong enough to make the rotation axes “follow” the secular evolution of the orbital plane. This is far from being obvious, and it is therefore legal to consider that the rotation axes might not be aligned. Moreover, as it is well known from $v \sin i$ measurements that if we assume that the rotation axes are perpendicular to the orbital plane, the binary of the TY CrA system surprisingly appears non-synchronous, it thus appears that there is no observational fact supporting this assumption. This conclusion was indeed reached by Casey et al. (1993).

We are therefore free of choosing any set of initial values in our simulation runs for the initial rotational parameters N_j , θ_j , ϕ_j , $j = 1, 2$. The only constraint on these parameters are the present values of $v \sin i$ measured towards both stars (8 km s^{-1} for the primary and 35 km s^{-1} for the secondary; Casey et al. 1993; Papers II and III), considering them as initial values.

For each age (t_{PMS} or t_{MS}), several runs with different initial conditions were carried out; they all revealed similar behaviors, showing that the dynamics depends only weakly on the initial conditions. However, significant differences appeared between the behavior recorded for the two models. We present now two typical runs, one for each age. In each run, the angles θ_j and ϕ_j are initially chosen randomly, and the initial values for the rotation velocities N_j are fixed to fit to the present values of the $v \sin i$'s.

Most of the runs revealed a very similar behavior which is reported below. However, in some cases, a significantly different one was detected, which is discussed afterwards.

5.1. The typical behavior

The dissipative tidal effects act on circularization, synchronization and alignment of the rotation axes with the orbital angular momentum within the close binary. However, such an equilibrium holds theoretically for an isolated binary. It is however worth noticing that a similar equilibrium may be reached for the 3-body TY CrA system. We first show results at t_{PMS} . Figure 8 shows the evolution of the semi-major axis a of the close binary. We see that after a smooth decrease, we reach a stable equilibrium value. Besides, the semi-major axis a' (not displayed here) of the tertiary remains unchanged, as tidal effect do not act on it.

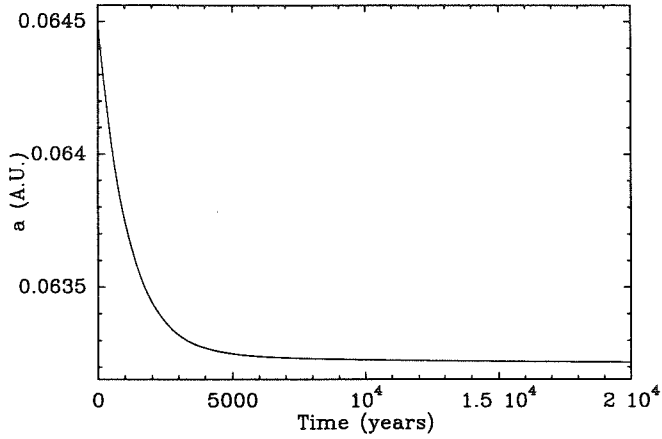


Fig. 8. Evolution of the semi-major axis a of the binary over 20 000 yrs under the effects of dissipative tidal effects, at t_{PMS} . An equilibrium value is reached within $\sim 6\,000$ yrs

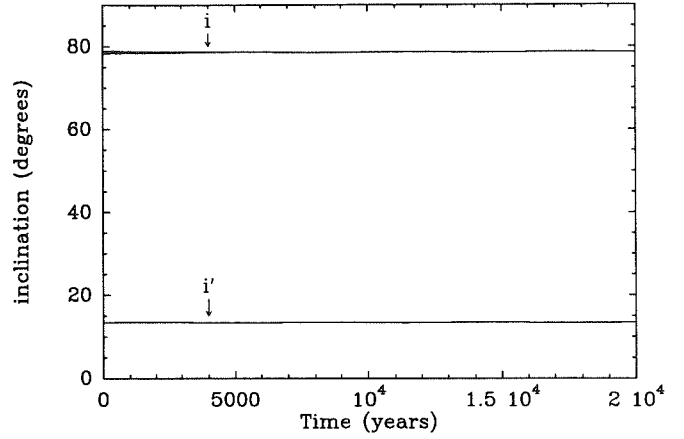


Fig. 10. Same as Fig. 9, but for the inclinations i and i' of both orbits, relative to the natural referential frame. There is no significant variation for i , while a small Kozai-like behavior is still present for i'

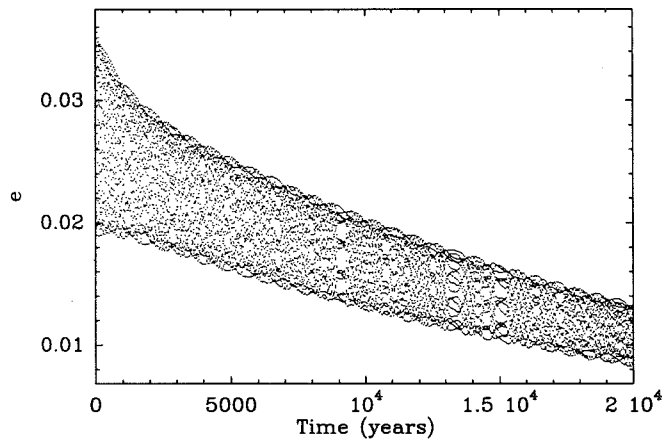


Fig. 9. Evolution of the eccentricity e of the orbit of the binary over 20 000 yrs under the effects of dissipative tidal effects, at t_{PMS} . We note a gradual circularization

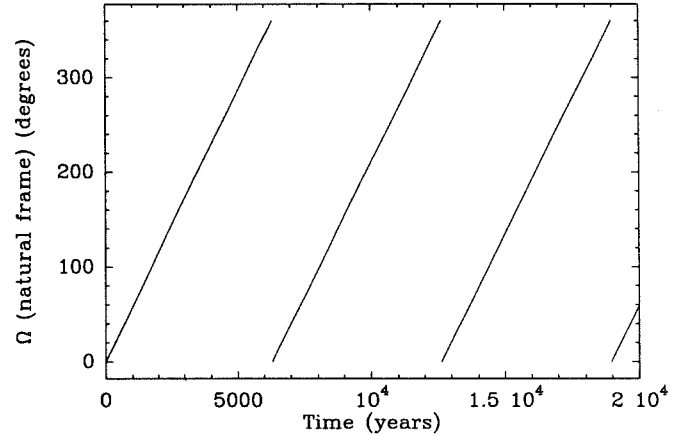


Fig. 11. Evolution of the longitude of the node Ω of the orbit of the binary as a function of time, in the same conditions as in Fig. 10. We note a precession over a period of 8 000 years

Figure 9 shows the evolution of the eccentricity e of the binary. Contrary to Fig. 3, the eccentricity remains small; thanks to the tidal effects, no Kozai-like behavior is present. In fact, such a behavior still exists, but its amplitude remains small (between $e = 0.02$ and $e = 0.03$), and its period is much smaller than in Fig. 3. Reducing the amplitude of the Kozai mechanism just saves the binary from collapsing. The stability of the TY CrA system is actually ensured by tidal effects! Concerning the evolution of the eccentricity of the tertiary e' (not displayed here), it is identical to that reported in Fig. 3.

We also note in Fig. 9 a gradual long-term circularization, which is clearly due to the dissipative effect.

Figure 10 shows the evolution of the inclinations of both orbits, relative to the natural referential frame. Compared to Fig. 4, we see that there is here no Kozai-like behavior anymore for the inclinations, which remains almost constant. Figure 11 shows the evolution of the longitude of the node Ω of the orbit of the binary. We note a precession over $\sim 6\,000$ yr.

Figure 12 illustrates the fact that the total orbital angular momentum almost remains constant: in the pure three-body model, the difference $\Omega - \Omega'$ (in the natural referential frame) is exactly 180° . Here, the variations of this quantity are reported, showing long-term but small amplitude oscillations around that value.

Figures 13 and 14 describe the evolution of the rotation of the components of the binary. Instead of showing the variations of the angles θ_i 's and ϕ_i 's ($i = 1, 2$), it is convenient here to display the evolution of the tilt angles ψ_i 's ($i = 1, 2$) between the rotation axes of each star and the orbital angular momentum of the binary. Note that ψ_i is defined by

$$\cos \psi_i = \cos \theta_i \cos i + \sin \theta_i \sin i \cos(\phi_i - \Omega) \quad i = 1, 2. \quad (36)$$

The variations of ψ_i 's ($i = 1, 2$) are displayed on Fig. 13. We see that the rotation axes quickly move to align with the orbital angular momentum of the binary.

Figure 14 shows the evolution of the rotation velocities of the stars, once divided by the mean orbital motion n (thus, 1

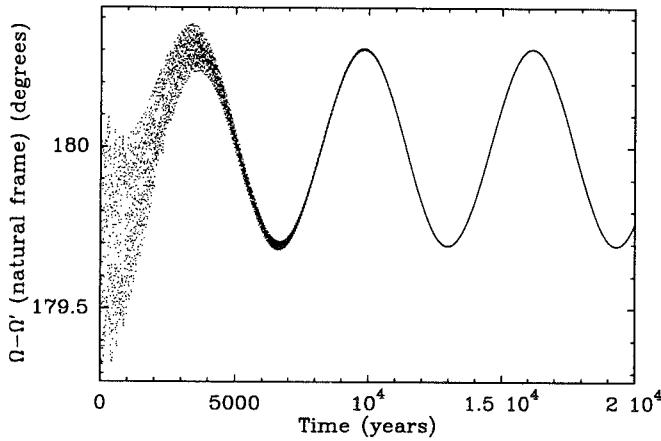


Fig. 12. Same as Fig. 11, but for the difference $\Omega - \Omega'$. It remains close to 180°

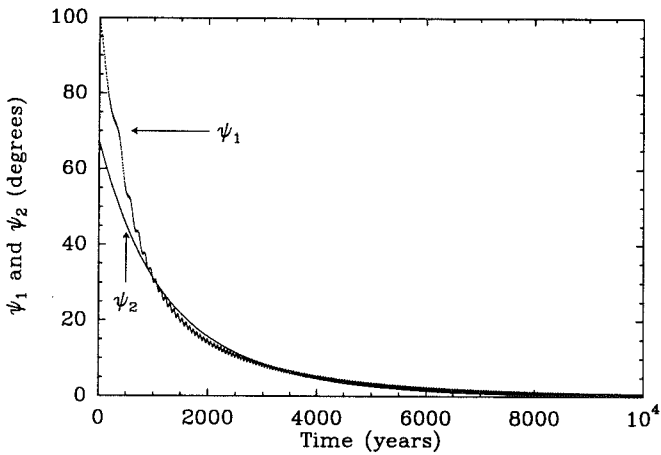


Fig. 13. Evolution of the tilt angles ψ_1 and ψ_2 characterizing the alignment of the rotation axes of the binary, under the effects of dissipative tidal effects, at t_{PMS} . We note a quick alignment process

means synchronism). The $3.0 M_\odot$ primary appears initially sub-synchronous. This is due to the assumed initial values of $v \sin i$'s. We see that both stars are synchronized within ~ 6000 yrs.

The behavior described here is characteristic for a tidally interacting binary. The binary approaches asymptotically an equilibrium characterized by corotation, coplanarity and circularization. Moreover, as expected (see Table 4), the synchronization is achieved earlier than the circularization. It was shown by Hut (1981) that this fact is valid for any binary for which the orbital angular momentum largely overcomes the rotational one. However, in the present case of TY CrA, there is a (philosophical) significant difference : due to the presence of the third companion, the orbital plane of the binary precesses while its inclination remains high. The angular momentum of the binary is therefore not constant, at least vectorially. However, it is a remarkable fact that this does not affect the equilibrium state of the binary. When the equilibrium is reached, the binary orbits like a “solid body” with the third component.

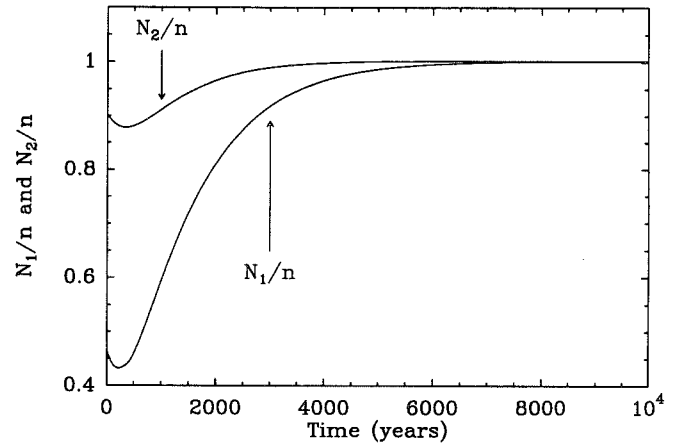


Fig. 14. Evolution of the rotation velocities of the binary components under the effects of dissipative tidal effects, at t_{PMS} . The rotation of the stars synchronizes with the orbital motion within ~ 6000 yrs

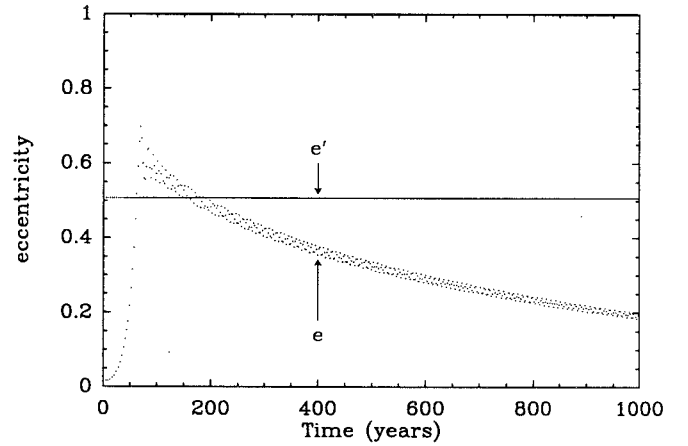


Fig. 15. Evolution of the eccentricities of both orbits under the effects of dissipative tidal effects, at t_{MS} . We note a gradual circularization of the binary following a strong increase of the eccentricity

We come now to present results of a similar run at t_{MS} . Compared to the run at t_{PMS} , we display here only those results which present significant differences.

Figures 15 and 16 show the temporal evolution of the eccentricity e of the binary, and of the tilt angles ψ_i 's ($i = 1, 2$). They must be compared to Figs. 9 and 13.

Here, the 3-body dynamics is strong enough to initiate a Kozai cycle (Fig. 15), with a strong increase of the eccentricity. Afterwards, the eccentricity slowly decreases to zero. The sudden increase of the eccentricity is accompanied by a very rapid synchronization and a quick alignment of the axes (Fig. 16), which take place much earlier than at t_{PMS} . This may be explained as follows: Thanks to smaller tidal coupling at t_{MS} (see Fig. 7 or Table 4), the 3-body dynamics is strong enough to initiate a full Kozai cycle, making the eccentricity of the binary increase without changing the semi-major axis. This causes the periastron distance between both components to decrease. But the tidal effects are stronger at periastron, when the distance be-

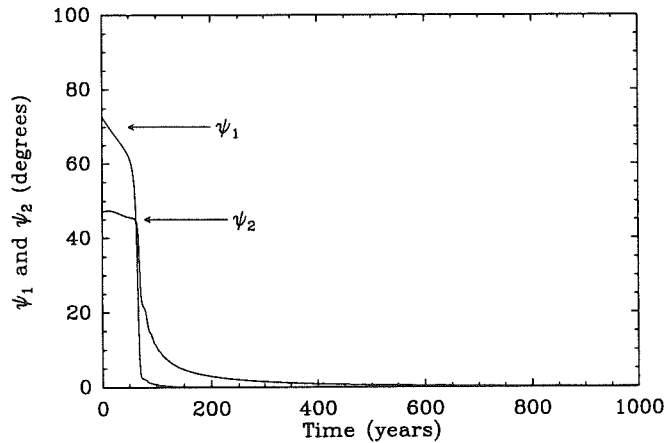


Fig. 16. Same as Fig. 13, but at t_{MS} . The alignment process is here much more rapid

tween the stars is smaller. Consequently, the Kozai cycle leads to a strong increase of the strength of the tidal effects, leading to a rapid synchronization of the binary. Finally, the equilibrium is reached more quickly than at t_{PMS} , thanks to the 3-body dynamics, and although the tidal effects are globally smaller (Table 4).

5.2. A peculiar behavior

Testing various initial configurations of the rotation axes reveals that the behavior described above is quite generic. In any case, the binary circularizes and synchronizes in a characteristic time-scale somewhat comparable to those for the meridional circulation model (Tassoul & Tassoul 1992) given in Table 4.

Considering the small values of these times, we would then expect the central binary to have already reached the equilibrium. From an observational point of view, this does not seem to be the case today (Paper II; Casey et al. 1993, 1995).

We come to describe now the results of a specific run which might give clues for understanding this peculiar problem. We first recall that in all our runs, once the orientation of the rotations axes (angles θ_i 's and ϕ_i 's) are chosen, the initial rotation velocities is fixed to fit the observed present $v \sin(i)$'s of the stars. In the following run, the initial orientation of the $3.0 M_{\odot}$ primary was nearly pole-on; thus, its initial rotation velocity was high (super-synchronous), contrary to all other possible orientations.

Figures 17–19 show the results of this run at t_{PMS} (the behavior of the eccentricity is not shown here, but it is similar to Fig. 9). We first note that the same equilibrium as previously is still reached, but somewhat later. The reason why the equilibrium is reached later may be seen from Fig. 18: the tilt angle ψ_1 of the $3.0 M_{\odot}$ primary appears to remain quite a long time close to 90° before dropping to zero. More precisely, this situation lasts as long as $N_1/n \gtrsim 0.4$, and disappears immediately afterwards.

It thus seems that a marginally stable equilibrium $\psi_1 = 90^\circ$ exists when the rotation of the primary is high enough. $\psi_1 = 90^\circ$

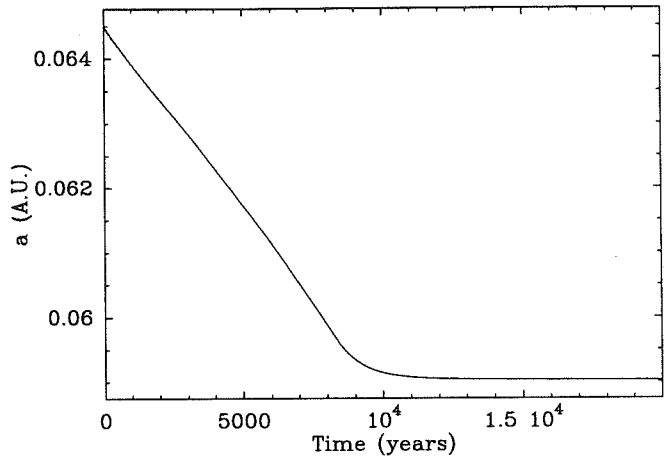


Fig. 17. Evolution of the semi-major axis a of the binary over 20 000 yrs under the effects of dissipative tidal effects, at t_{PMS} with an initially pole-on primary. An equilibrium value is reached within $\sim 9\,000$ yrs

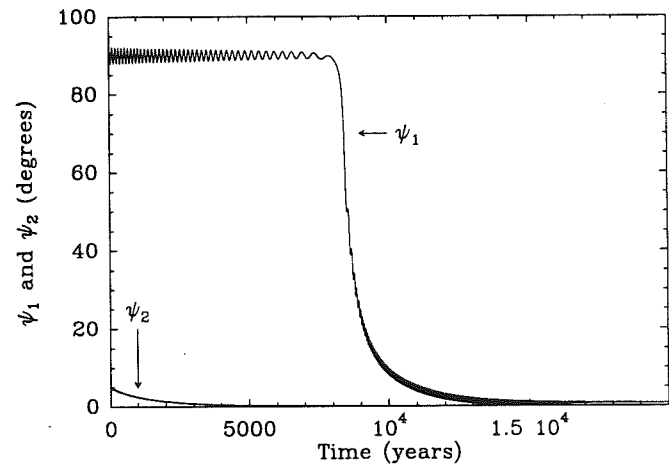


Fig. 18. Same as Fig. 17, but for the tilt angles ψ_1 and ψ_2 . The $3.0 M_{\odot}$ primary remains quite a long time at $\psi_1 = 90^\circ$, while the $1.6 M_{\odot}$ secondary is quickly aligned. This remains true even when the initial value of ψ_2 is high

means that the rotation axis of the $3.0 M_{\odot}$ primary lies in the orbital plane of the binary. As the binary is an eclipsing one, $\psi_1 = 90^\circ$ is compatible with a pole-on orientation of the rotation axis of the primary with respect to the line of sight. It must also be stressed that whenever ψ_1 remains around 90° , the rotation axis of the primary does not remain stable (both ϕ_1 and θ_1 evolve), but its evolution is constrained to the orbital plane of the primary.

Such a marginal equilibrium might apply for the today situation of the TY CrA system, and thus explain why the binary does not appear synchronized. Before concluding anything, we must examine the origin of this marginal equilibrium. First, we may note that it is not observed at t_{MS} . Figure 20 shows the evolution of the tilt angles ψ_1 and ψ_2 under the same initial condition as in Fig. 18, but at t_{MS} . We see that these angles drop to zero much more quickly than at t_{PMS} . Here again, the 3-body dynamics is

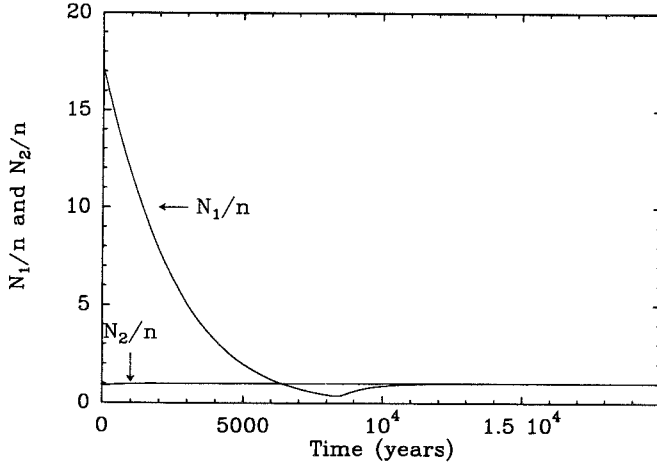


Fig. 19. Same as Fig. 17, but for the rotation velocities of the binary components. We see that the $3.0 M_{\odot}$ primary is initially highly super-synchronous, despite a very low $v \sin(i)$. This is due to the pole-on orientation of its rotation axis

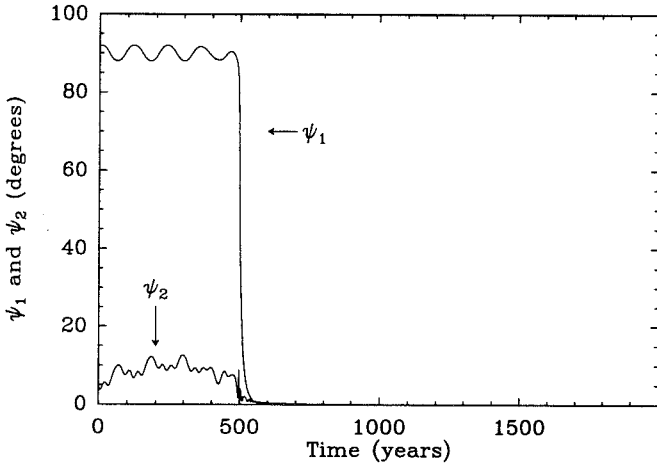


Fig. 20. Same as Fig. 13, but at t_{MS}

responsible for this fact: a Kozai cycle is initiated, which enhances the tidal effects, and causes rapid synchronization and alignment.

5.3. Interpretation

In order to understand this peculiar behavior, one has to describe the variations of ψ_1 . From Eq. (36), we clearly have

$$-\sin(\psi_1) \frac{d\psi_1}{dt} = -D \frac{d\theta_1}{dt} - U \frac{di}{dt} + B \sin i \frac{d(\Omega - \phi_1)}{dt}, \quad (37)$$

where

$$D = \sin \theta_1 \cos i - \cos \theta_1 \sin i \cos(\phi_1 - \Omega); \quad (38)$$

$$U = \cos \theta_1 \sin i - \sin \theta_1 \cos i \cos(\phi_1 - \Omega); \quad (39)$$

$$B = \sin \theta_1 \sin(\phi_1 - \Omega). \quad (40)$$

In the present equation, one has to distinguish the terms arising from the classical tidal effects and those arising from the 3-body

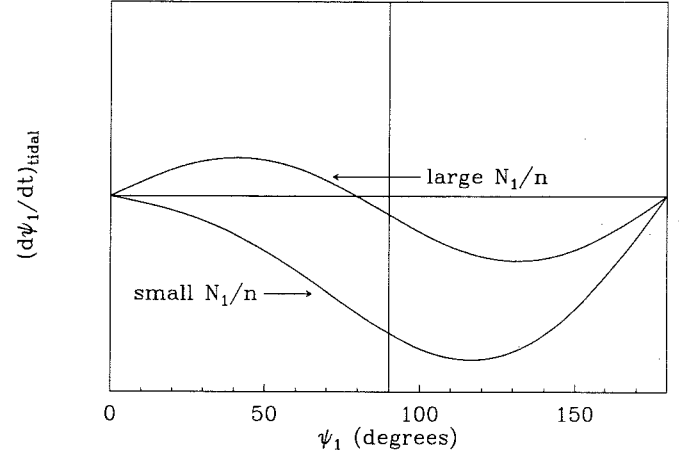


Fig. 21. $(d\psi_1/dt)_{\text{tidal}}$ (as defined by Eq. (42)) as a function of ψ_1 for various values of N_1/n

dynamics. The 3-body dynamics only acts on Ω and i , not on θ_1 nor on ϕ_1 . We may then write

$$-\sin \psi_1 \frac{d\psi_1}{dt} = \left(\frac{d\psi_1}{dt} \right)_{\text{tidal}} - U \left(\frac{di}{dt} \right)_{3\text{-body}} + B \sin i \left(\frac{d\Omega}{dt} \right)_{3\text{-body}}. \quad (41)$$

Let us now focus on the tidal terms and forget the 3-body contribution. The tidal contribution may be obtained combining the variation equations given by Alexander (1973). As ψ_1 does not depend on the referential frame used, its variations may be expressed as a function of ψ_1 only. If we assume $e = 0$ in the Alexander equations (the eccentricity of the binary orbit is small), and if we neglect the contribution of the $1.6 M_{\odot}$ secondary to the equations (this is a minor correction) we get finally

$$\left(\frac{d\psi_1}{dt} \right)_{\text{tidal}} = P n^2 \sin \psi_1 \left[Q \left(\cos \psi_1 - \frac{2n}{N_1} \right) - R \frac{N_1}{n} \right], \quad (42)$$

where P , Q and R are numeric coefficients given by

$$P = \frac{1}{4} T_1 \sum_{j=2}^4 (j+1) (k_j)_1 \left(\frac{R_1}{a} \right)^{2j+1}; \quad (43)$$

$$Q = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{m_2}{m_1} \frac{a^2}{R_1^2 g_1^2}; \quad (44)$$

$$R = \frac{m_2}{m_1}. \quad (45)$$

Here, T_1 stands for the constant time lag characteristic for the weak friction model. As explained above, in our calculations T_1 and T_2 are adjusted at every time in such a way that the characteristic time scales correspond to the Tassoul & Tassoul ones. Note that Q and R are purely dimensionless coefficients, while P has the dimension of a time. The behavior of ψ_1 under tidal effects depends actually on the value of N_1/n , i.e., the

rotation velocity of the primary relative to the orbital motion of the binary. This may be seen on Fig. 21, where the shape of $(d\psi_1/dt)_{\text{tidal}}$ as a function of ψ_1 is illustrated for various values of N_1/n . We first see that $\psi_1 = 0$ (i.e., alignment) is always an equilibrium point, and that it is a stable point for small values of N_1/n ; but for large enough values of N_1/n , that equilibrium becomes unstable, and a new stable points appears between 0 and 90° . The critical value of N_1/n separating the two regimes may be expressed as

$$\left(\frac{N_1}{n}\right)_{\text{critical}} = \frac{4}{1 + \sqrt{1 + 8R/Q}} \quad (46)$$

In the case of the TY CrA system, this value is very close to 2, because we have $R \ll Q$. It may also be seen from Eq. (42) that for even higher values, the equilibrium points decreases again and finally, $\psi_1 = 0$ becomes a stable point again. In fact, there is a maximum value for the equilibrium point which is obtained for $N_1/n = \sqrt{2Q/R}$. In the case of the TY CrA system, this value of N_1/n is about 22, and the corresponding equilibrium point is close to 80° .

We may thus understand why when the primary is super-synchronous enough ($N_1/n \gtrsim 2$), the aligned position is no longer a stable point. However, as the maximum possible equilibrium value for ψ_1 is $\sim 80^\circ$, the 90° position revealed by Fig. 18 is still unexplained. That is why we come now to focus on the role of the 3-body terms. From Eq. (41), we see that these terms involve both $(d\Omega/dt)_{3\text{-body}}$ and $(di/dt)_{3\text{-body}}$. $(d\Omega/dt)_{3\text{-body}}$ (precession velocity) is roughly constant, while i also remains constant. $(di/dt)_{3\text{-body}}$ is then as an oscillating term; its temporal average is therefore close to zero, and it might be neglected with respect to $(d\Omega/dt)_{3\text{-body}}$. This may be however seen from the first order expansion of the 3-body Hamiltonian (21).

It is convenient to average once more Eq. (21) over ω which is a rapidly circulating argument. The averaged expression reduces to

$$\langle \overline{U_1} \rangle = \frac{\mu(1-\mu)\mu'(1-\mu')}{16(1-e^2)^{3/2}} \frac{a^2}{a^3} (2+3e^2)(1-3x_1^2). \quad (47)$$

The precession velocity $d\Omega/dt$ is obtained from Eqs. (14) as

$$\left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_{3\text{-body}} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial U_1}{\partial \Theta} = -\frac{1}{\rho G \sin i} \frac{\partial U_1}{\partial i} \quad (48)$$

Taking the above averaged expression for U_1 , and assuming $\cos(\Omega - \Omega') \simeq -1$ (because $\Omega - \Omega' \simeq \pi$), we get

$$\left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_{3\text{-body}} \simeq -\frac{3}{16} \frac{\mu\mu'}{\sqrt{1-\mu}} \frac{a^2}{a^3} \sqrt{\frac{\mathcal{G}M}{a}} \times \frac{2+3e^2}{\sqrt{1-e^2}(1-e^2)^{3/2}} \frac{\sin[2(i+i')]}{\sin i}. \quad (49)$$

The variations of i may be obtained the same way:

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{3\text{-body}} = \frac{1}{\rho G \sin i} \left(\frac{\partial U_1}{\partial \Omega} - \cos i \frac{\partial U_1}{\partial \omega} \right), \quad (50)$$

which finally reduces to

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{3\text{-body}} \simeq \frac{3}{8} \frac{\mu\mu'}{\sqrt{1-\mu}} \frac{a^2}{a^3} \sqrt{\frac{\mathcal{G}M}{a}} \sin(\Omega - \Omega') \times \frac{2+3e^2}{\sqrt{1-e^2}(1-e^2)^{3/2}} \sin i' \cos(i+i'). \quad (51)$$

We see that $(di/dt)_{3\text{-body}}$ contains a $\sin(\Omega - \Omega')$ factor, which is not the case for $(d\Omega/dt)_{3\text{-body}}$. $\Omega - \Omega'$ is close to π (see Fig. 12). Indeed, this last expression just shows that according to pure 3-body dynamics, the variations of i are higher order than those of Ω . We may therefore safely neglect $(di/dt)_{3\text{-body}}$ in Eq. (41).

The remaining 3-body term in Eq. (41) involves $(d\Omega/dt)_{3\text{-body}}$, which is roughly constant [this may be seen directly from Eq. (49)], and an angular factor, namely $-\sin \theta_1 \sin(\phi_1 - \Omega_1) \sin i / \sin \psi_1$. In the numerical experiment described is Figs. 17–19, this factor appears to be rapidly oscillating between $-\sin i$ and $\sin i$ around a zero mean. Hence the 3-body term in Eq. (41) is an oscillating term. Only its time-averaged effects must be taken into account. One has thus to focus on the temporal mean of this term.

To allow a correct description, we may introduce another angular parameter describing the position of the rotation axis of the primary. The direction of this axis is defined by ϕ_1 and θ_1 . We may also define it relatively to the angular momentum of the binary, i.e., by the tilt angle ψ_1 and a rotation angle η_1 around it. Of course, ψ_1 and η_1 are related to ϕ_1 and θ_1 , first by Eq. (36), and by the following relations:

$$\begin{cases} \cos \theta_1 = \cos i \cos \psi_1 - \sin \psi_1 \cos \eta_1 \sin i \\ \sin \theta_1 \cos(\phi_1 - \Omega) = \cos \psi_1 \sin i + \sin \psi_1 \cos \eta_1 \cos i \\ \sin \theta_1 \sin(\phi_1 - \Omega) = \sin \psi_1 \sin \eta_1 \end{cases} \quad (52)$$

Hence, Eq. (41) may be rewritten as follows:

$$\frac{d\psi_1}{dt} = \left(\frac{d\psi_1}{dt}\right)_{\text{tidal}} - \sin \eta_1 \sin i \left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_{3\text{-body}}. \quad (53)$$

It is now interesting to describe the variations of η_1 , which may be obtained from the definition of $\sin \eta_1$. Combining the equations of Alexander (1973), and assuming $e = 0$ as for ψ_1 , we obtain after some algebra:

$$\frac{d\eta_1}{dt} = \left(\frac{R_1}{a}\right)^3 \frac{m_2 (k_2)_1 N_1}{2m_1 g_1^2} \cos \psi_1 - \frac{N_1 n P R \sin \psi_1 \sin \eta_1}{\tan i} - \left(\cos i + \frac{\sin i \cos \psi_1}{\cos \eta_1 \sin \psi_1} \right) \left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_{3\text{-body}}, \quad (54)$$

where P and R are defined by Eqs. (43) and (45). In this equation, the first term represents the contribution of the rotational tidal effects (these terms cancel in the variations of ψ_1 but not for those of η_1), the second one is the lagging tide contribution, and the last one is the 3-body contribution.

The oscillating term in the 3-body part of Eq. (41) is then only $\sin \eta_1$. The temporal mean of this term may be assimilated

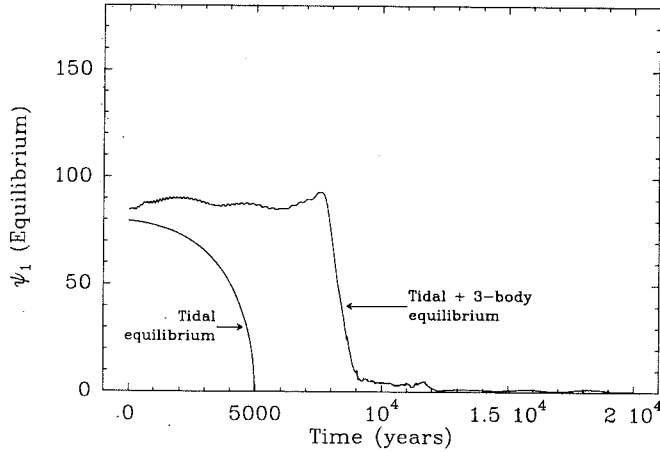


Fig. 22. Plot of the equilibrium value of ψ_1 as a function of time for the run corresponding to Figs. 17–19, obtained solving Eq. (41): i) neglecting the 3-body contribution ii) adding the 3-body contribution

to corresponding to the stationary point of Eq. (54). Hence the equilibrium point is found solving the right hands of Eqs. (53) and (54).

We may now compare the three terms of Eq. (54) in the peculiar case of TY CrA, at t_{PMS} :

- rotational term (s^{-1}): $\sim -3.8 \cdot 10^{-9} \frac{N_1}{n} \cos \psi_1$;
- lagging-tide term (s^{-1}): $\sim -5.2 \cdot 10^{-14} \frac{N_1 \sin \psi_1 \sin \eta_1}{n \tan i}$;
- 3-body term: $\left(\frac{d\Omega}{dt} \right)_{3\text{-body}} \simeq 7 \cdot 10^{-11} \text{s}^{-1}$ [Eq. (49)].

The lagging-tide term is thus negligible compared to the first one. This holds also for Eq. (53), where $(d\psi_1/dt)_{\text{tidal}} \ll (d\Omega/dt)_{3\text{-body}}$. Hence we must have $\sin \eta_1 \simeq 0$ at equilibrium. From Eq. (54), and neglecting the lagging-tide contribution, we derive at equilibrium:

$$\sin \psi_1 \left(y - \frac{\cos i}{\cos \psi_1} \right) = \frac{\sin i}{\cos \eta_1} \simeq \pm \sin i \quad (55)$$

where

$$y = \left(\frac{R_1}{a} \right)^3 \frac{m_2 (k_2)_1 N_1}{2m_1 g_1^2 (d\Omega/dt)_{3\text{-body}}} \simeq 54 \frac{N_1}{n} \text{ at } t_{\text{PMS}}. \quad (56)$$

Depending on the sign of $\cos \eta$, there are one or three roots between 0 and π to Eq. (55). In any case, there is only one stable root which is close to 90° . For $N_1/n > 1$ the solution is in any case closer to 90° than 0.2° . Hence we understand why the equilibrium is shifted to 90° by the 3-body dynamics. In fact, the equilibrium is mainly due to the 3-body term of Eq. (53) which dominates the tidal term. As a final test, Fig. 22 plots the solution of the equilibrium equation of ψ_1 as a function of time. Equation (41) is solved at every time with the corresponding values taken from the run illustrated by Figs. 17–19. The lower curve is obtained solving the tidal part of Eq. (41) only, while for the upper curve, the complete equation was taken into account.

For the 3-body term, a running average over 400 yrs was taken. The difference between the two curves illustrates the shifting effect of the 3-body dynamics on the equilibrium. Moreover, with the 3-body dynamics, this pseudo-equilibrium is maintained for a longer time than with pure tidal effects. Finally, the similarity with Fig. 18 is striking, illustrating the validity of the theory described above.

6. Long-term evolution of the TY CrA system

The theory described in the previous section appears indeed well suited to explain the apparent non-synchronism of the central binary of TY CrA. The 3-body dynamics enhances a pseudo-equilibrium constraining the rotation axis of the $3.0 M_\odot$ primary to the orbital plane of the binary. However, we see from Fig. 18 that in any case, the duration of this phase should not exceed $\sim 10^4$ years. Even if the age of the TY CrA system is unknown, this is a very short duration, and one should expect the TY CrA system to be synchronized today. In fact, if we assume the values given by Table 4 for the characteristic times of the meridional circulation model by Tassoul & Tassoul (1992), there is no way to explain a non-synchronism of the binary after at most 10^5 years. One has then to admit that these constants are significantly smaller in the peculiar case of the central binary of the TY CrA system. This might be justified by the fact that all characteristic times for various tidal effects highly depend on the internal viscosity of the star, which is in any case very poorly known, and just estimated to derive the characteristic times.

In order to test this theory, we decided to investigate the dynamics of TY CrA over a longer time-scale (a few 10^7 yrs), with significantly reduced Tassoul constants. Compared to the previous runs, we had to take into account the fact that the internal structure of the stars may evolve over such a time-scale. More precisely, we cannot assume that the radii, gyration radii, apsidal constants, etc. . . of the stars are constant over the integration. This is why we decided to introduce the calculation of these quantities at every time during the integration, using the models by Siess et al. (1996) with $Z = 0.02$. In order to spare computing time, we also decided to use the expanded expression (21) for the perturbative 3-body potential, instead of the numerical integration of the full Hamiltonian (17). Besides, we tested this simplified version with the same initial conditions as for all the previous runs computed with the numerical integration. Apart from minor changes (a few percent in the time-scales), the results are identical. In particular, i) the global circularization/synchronization process is not affected by this approximation, ii) the Kozai mechanism is preserved when it is present and iii) the marginal equilibrium with $\psi_1 \simeq 90^\circ$ is also preserved over the same time-scale.

Starting from various initial conditions at $t \simeq 0$, we integrated the dynamics of the TY CrA system over a few 10^7 yrs, with evolving stars, and reduced Tassoul & Tassoul tidal effects. It can be seen from Fig. 7 that 10^7 yrs corresponds roughly to the pre main sequence phase for the $1.6 M_\odot$ secondary. Our aim was mainly to investigate the long-term stability of the marginal $\psi_1 = 90^\circ$ equilibrium, so that we gave this initial value to ψ_1 .

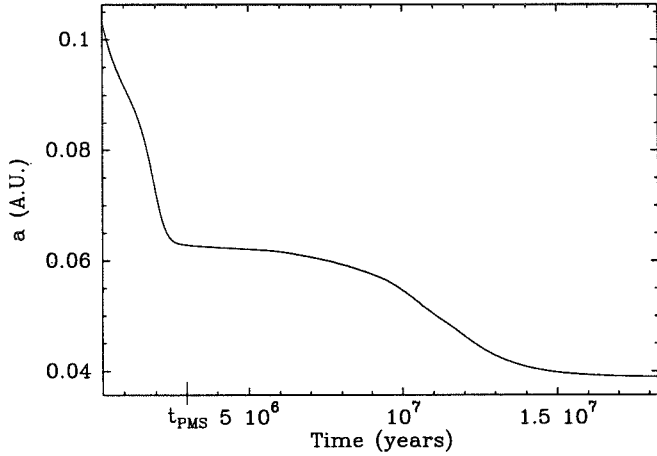


Fig. 23. Long-term evolution of the semi-major axis of the central binary under tidal effects, with reduced Tassoul constants, for $1.8 \cdot 10^7$ yrs. The semi-major axis regularly decreases. The value at t_{PMS} corresponds roughly to the present value (see Fig. 8)

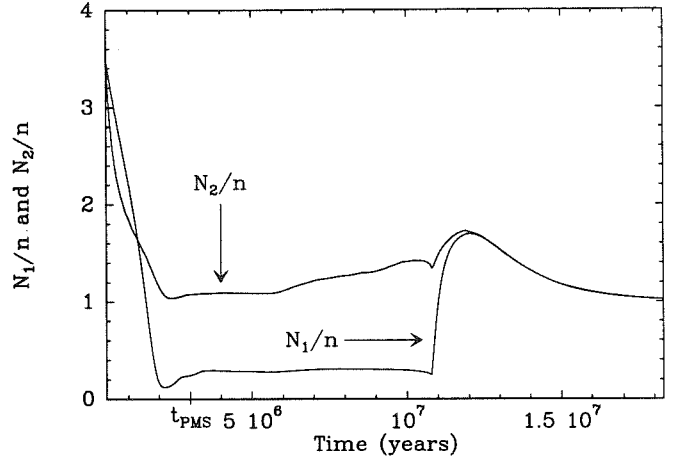


Fig. 24. Same as Fig. 23, but for the rotation velocities of the binary components. Both stars are initially supersynchronous, but a gradual slow-down process is detected. The stars quickly synchronize after 10^7 yrs. Note that the primary remains significantly subsynchronous for a long time

Apart from this, we did not want to reproduce exactly the present orbital configuration of the TY CrA system at a given age (e.g., t_{PMS}), as most of the angular orbital parameters (longitude of nodes, arguments of periastra, etc. . .) are subject to circulation over a time-scale of a few 10^3 yrs at most, which is far less than the error bar on the present age of TY CrA. However, some of the initial parameters at $t = 0$ appeared to have a crucial role for the future evolution, namely i) the initial semi-major axis of the binary ii) the reduction factor applied to the Tassoul constants and iii) the initial rotation velocities of the stars.

Concerning the initial separation of the binary, it is quite intuitive to guess its role: first, taking an too small initial value leads rapidly to a collapse of the central binary; second, assuming a too large value (thus significantly reducing *all* tidal effects) allows the 3-body dynamics to initiate a large amplitude Kozai cycle, leading either to a rapid circularization/synchronization, either to a collapse of the central binary. Indeed, it appeared that in order to avoid these two extreme pictures, we had to choose the initial semi-major axis a of the binary in the range 1.5 – 2 times its present value, i.e., ~ 0.1 U.A.. All the integrations using such an initial value showed a long-term decrease of a from $t = 0$ to reach a value roughly corresponding to the present one at t_{PMS} .

The reduction factor applied to the Tassoul effects is of course crucial for the circularization time-scales. However, we may stress that we cannot apply an arbitrarily small reduction factor. Indeed, if this factor is less than ~ 3000 , the Tassoul & Tassoul effects becomes weaker than the dynamical tide effect (see Table 4) which should then be taken into account. We thus considered this value as an upper limit.

Figures 23–25 show the result of an integration with such initial conditions for $1.4 \cdot 10^7$ yrs. The reduction factor applied to the Tassoul effect is 400, and the initial semi-major axis is 1.6 times the present value. We see that the binary gradually synchronizes over this time-scale, while the rotation axes re-

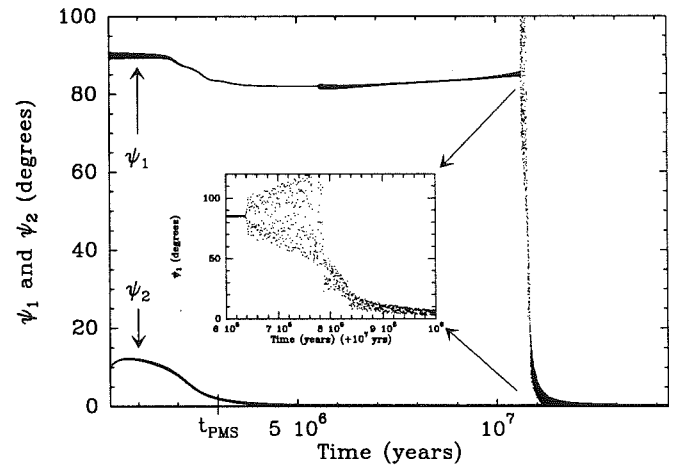


Fig. 25. Same as Fig. 23, but for the tilt angles ψ_i ($i = 1, 2$). The rotation axis of the primary remains constrained to the precessing orbital plane of the binary for $\sim 1.1 \cdot 10^7$ yrs. The central inner plot is an enlargement of the transition epoch for ψ_1 between $\sim 90^\circ$ and $\sim 0^\circ$. The alignment is achieved within a few 10^5 yrs

main constrained to the precessing orbital plane of the binary for a few million years before aligning. This behavior is similar to that of Figs. 17–19, but the time-scale is much longer. In particular, we note that the marginal equilibrium is maintained up to $\sim 10^7$ yrs, and that the binary synchronizes very quickly afterwards. Moreover, testing other initial conditions (Tassoul reduction factor and/or initial value of the semi-major axis) revealed that, whenever the marginal equilibrium is maintained, it is always broken suddenly at a time of the order of 10^7 yrs. This must not be surprising, since according to Fig. 7, 10^7 yrs corresponds to the time when both components of the primary have roughly reached the main sequence, i.e., when the tidal effects are weaker.

It is interesting to note that we do not need to assume high initial rotation velocities for both components (Fig. 24). This is clearly due to the fact that the internal structure of the stars changes during the integration. Indeed, when a radiative core grows at the center of a star, its gyration radius drops (the star becomes more compact), and if its angular momentum was conserved, one should expect its rotation velocity to increase. Here, this effect is not strong enough to overcome the tidal synchronization process which makes the rotation of the stars decrease, but it slows it significantly.

7. Interpretation

The long-term run shows that the survival of the marginal equilibrium characterized by $\psi_1 \simeq 90^\circ$ (and also possibly ψ_2 ; we have tested runs where both components were initially chosen at $\psi \simeq 90^\circ$, and where this value was maintained for both stars for a long time) is able to last several 10^6 yrs long, provided the tidal effects are not too strong. If we assume that the present age of TY CrA is $t_{\text{PMS}} \simeq 3 \cdot 10^6$ yrs, this situation could still be valid today. However, it is unrealistic to imagine that the marginal equilibrium could still survive at t_{MS} . First, Fig. 20 shows clearly that when both components of the binary are on the main sequence, thanks to the 3-body dynamics, the synchronization and alignment occur on a much more rapid time-scale. Moreover, this would require the marginal equilibrium to last for more than 10^8 yrs, which is a more constraining condition.

We may therefore suggest that i) the present age of TY CrA is probably t_{PMS} rather than t_{MS} (this is already suggested by Fig. 1) and ii) the present status of the rotation axes of the binary corresponds to the marginal equilibrium, at least for the $3.0 M_\odot$ primary. This requires the Tassoul & Tassoul tidal mechanism to be in the case of TY CrA significantly smaller than usually. Nevertheless, if this effect was really as strong as predicted, one should expect the central binary to be already synchronized, even at t_{PMS} , which does not match the observations.

We stress however that the marginal equilibrium configuration may fit the present observational rotational characteristics of TY CrA. Indeed, the observed $v \sin i$ (8 km s^{-1} , Paper I) of the primary suggests that either its rotation is subsynchronous, either its rotation axis is not aligned with the angular momentum of the primary. The marginal equilibrium might explain the non-alignment. However, this would require this star to be seen nearly pole-on to make its $v \sin i$ to be small enough. This constraint may be evaluated. It can be seen from Fig. 18 that the survival of the marginal equilibrium requires $N_1/n \lesssim 0.4$. In fact, the long-term integration shows that it is maintained for several million years with $N_1/n \simeq 0.3$. If we call α this limiting ratio, and v_0 the equatorial velocity which would correspond to synchronism, the inclination angle i with respect to the line of sight must obviously satisfy

$$\sin i > \frac{w}{\alpha v_0}, \quad (57)$$

if w is the measured $v \sin i$. If we assume that the direction of the rotation axis of the primary is randomly distributed over a sphere, the probability of such an occurrence is

$$P = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{w}{\alpha v_0}\right)^2}. \quad (58)$$

With $\alpha = 0.3$, $w = 8 \text{ km s}^{-1}$ and $v_0 = 46 \text{ km s}^{-1}$, we have $P = 18.5\%$. This is still acceptable, but if we assume $\alpha = 1$, we have now $P = 1.5\%$ which is too small to be realistic.

In fact, one should recall that in the frame of the marginal equilibrium, the rotation axis of the primary cannot be randomly distributed on a sphere, but it is constrained to lie in the orbital plane of the binary ($\psi_1 = 90^\circ$). Moreover, this is still compatible with a pole-on location, since the line of sight lies in the orbital plane (TY CrA is an eclipsing binary). Therefore, the orientation of the rotation axis of the primary should be taken randomly distributed *within a plane* rather than in space. Taking this into account, the probability now becomes

$$P = \frac{2}{\pi} \arcsin \left(\frac{w}{\alpha v_0} \right). \quad (59)$$

With $\alpha = 0.3$, we have now $P = 39.4\%$ which is very high, and with $\alpha = 1$ we still have $P = 11.1\%$. It thus appears that the “pole-on” condition is not very strong, and could easily be satisfied.

8. Conclusion

We have investigated the dynamics of the triple stellar system TY CrA, focusing on the coupling between the 3-body dynamics and the tidal effects inside the central binary. The stability of the system first appears ensured by tidal effects. Indeed, without any tidal process, the 3-body dynamics should make the central binary collapse rapidly. Taking tidal effects into account, we have shown that despite the rapid precession of the orbital plane of the binary, its equilibrium configuration is characterized by corotation, axes alignment, and circularization. However, we have seen that thanks to the precession of this plane (due to the interaction with the third component), a marginal equilibrium for the components of the binary appears, characterized by a confinement of the rotation axes to its orbital plane. We stress that this peculiar equilibrium could correspond to the present status of TY CrA, at least for the $3.0 M_\odot$ primary. This would indeed explain its apparent subsynchronism as a consequence of non-alignment of the rotation axis with the orbital angular momentum. However, this is only possible if TY CrA is only a few 10^6 yrs old, i.e. if its present age is t_{PMS} rather than t_{MS} , which was also suggested by the analysis of the evolutionary tracks (Fig. 1), even if it was impossible to definitely make a choice between t_{PMS} and t_{MS} on this mere basis. The dynamical analysis makes the choice possible because the internal structure of the $1.6 M_\odot$ secondary is drastically different at t_{PMS} and t_{MS} . We nevertheless need the tidal effects to be significantly smaller than predicted by Tassoul & Tassoul (1992), otherwise

the central binary should have already synchronized, which is obviously not compatible with the observations. We think that this is not in itself a very strong constraint, since the values of the corresponding characteristic times are not very strongly constrained, as they depend on parameters which may vary among various stars.

The 3-body dynamics is responsible for the precession of the orbital plane of the central binary, over a time-scale of a few 10^3 yrs. This has a first important consequence: the central binary of the TY CrA system will not remain an eclipsing one. Indeed, the present eclipsing situation is fortuitous, but it is expected to evolve within ~ 100 yrs.

This new picture may also provide clues for understanding the problem of the circumstellar material around TY CrA. Lagrange et al. (Paper I) reported that all the spectroscopic absorption they detected in the spectrum of TY CrA exhibit periodic radial velocity variations, and could not correspond to circumbinary material. However, the detection of a strong infrared excess toward TY CrA (Cruz-Gonzalez et al. 1984; Wilking et al. 1985) attributed to circumstellar grains leads to think that some circumstellar material is present around TY CrA. As the binary is eclipsing the gaseous counterpart of the circumbinary dust was expected to be detected spectroscopically in absorption. However, we may stress now that there is probably no circumbinary disk. Indeed, the rapid precession of its orbital plane should prevent the formation of such a disk. However, as seen in Sect. 3, the orbital plane of the third component is much more stable. Therefore, if some circumstellar material was present, one should expect to find it in a circumtertiary disk, located in the orbital plane of the tertiary. Of course, such a disk should be affected by the 3-body dynamics (waves, warp...), but in any case, it should not lie in the orbital plane of the binary. As the orbital plane of the third component does not contain the line of sight, we would thus explain the non detection of the gaseous counterpart of the circumstellar dust around TY CrA.

References

- Alexander M.E., 1973, *Ap&SS* 23, 459
 Bailey M.E., Chambers J.E., Hahn G., 1992, *A&A* 257, 315
 Bibo E.A., Thé P.S., Dawanas D.N., 1992, *A&A* 260, 293
 Brooker R.A., Olle T.W., 1955, *MNRAS* 115, 101
 Casey B., Mathieu R.D., Suntzeff N., Lee C.-W., Cardelli J.A., 1993, *AJ* 105, 2276
 Casey B., Mathieu R.D., Suntzeff N., Walter F.M., 1995, *AJ* 109, 2156
 Corporon P., Lagrange A.-M., Bouvier J., 1994, *A&A* 282, L21
 Corporon P., Lagrange A.-M., Beust H., 1996, *A&A* 310, 228
 Cruz-Gonzalez I., McBreen B.P., Fazio G.G., 1984, *ApJ* 279, 679
 Duriez L., 1989, in *Les méthodes modernes de la mécanique céleste*, D. Benest and C. Froeschlé, Eds., Frontières, p. 1
 Hale A., 1994, *AJ* 107, 306
 Hut P., 1980, *A&A* 92, 167
 Hut P., 1981, *A&A* 99, 126
 Hut P., 1982, *A&A* 110, 37
 Kardoplov V.I., Sahanionok V.V., Philipjev G.K., 1981, *Perem. Zvezdy* 21, 589
 Koch R.H., Hvrinak B.J., 1981, *AJ* 86, 438
 Kopal Z., 1978, *Dynamics of close binary systems*, Reidel, Dordrecht
 Kozai Y., 1962, *AJ* 67, 591
 Lagrange A.-M., Corporon P., Bouvier J., 1993, *A&A* 274, 785
 Laskar J., 1989, in *Les méthodes modernes de la mécanique céleste*, D. Benest and C. Froeschlé, Eds., Frontières, p. 63
 Lestrade J.F., Phillips R.B., Hodges M.W., Preston R.A., 1993, *ApJ*, 410, 808
 Mathieu R.D., Mazeh T., 1988, *ApJ* 326, 256
 Mayor M., Mermilliod, J.-C., 1984, *Observational Tests of the Stellar Evolution Theory*, eds. A. Maeder, A. Renzini, Reidel, Dordrecht, p. 411
 Moons M., 1993, *Rapport interne du département de mathématique FUNDP*, Namur, Belgium
 Moons M., 1994, *Celest. Mech.* 60, 173
 Press W.H., Wiita P.J., Smarr L.L., 1975, *ApJ* 202, L135
 Siess L., Forestini M., Dougados C., 1997, submitted
 Tassoul J.-L., Tassoul M., 1992, *ApJ* 395, 259
 Wilking B.A., Harvey P.M., Joy M., Hyland A.R., Jones T.J., 1985, *ApJ* 293, 165
 Zahn J.-P., 1975, *A&A* 41, 329
 Zahn J.-P., 1977, *A&A* 57, 383

L'étude de TY CrA se poursuit : récemment, l'analyse fine des variations photométriques de l'étoile (notablement rendue compliquée par la présence de la nébuleuse par réflexion associée au système) par CASEY *et al.* (1998) a permis finalement la détection de l'éclipse secondaire et une détermination plus fiable des rayons des deux étoiles centrales : $R_I = 1,80 \pm 0,10 R_\odot$ et $R_{II} = 2,08 \pm 0,14 R_\odot$. Ces auteurs proposent également une estimation du *light-time effect*¹ dans TY CrA : l'intervalle de temps entre deux minima photométriques (lors des éclipses primaires ou secondaires) varie parce que la binaire et la tertiaire orbitent l'une autour de l'autre (la lumière de la binaire à éclipse est plus ou moins « retardée »). Ils concluent que la période du mouvement orbital de la tertiaire est inférieure à 2 ans, en accord avec la période que nous avons considérée lors de notre modélisation. Par contre, CASEY *et al.* (1998) estiment que le mouvement du centre de masse tel que nous l'avons calculé est trop petit par rapport à leur observation du *light-time effect*, et que la masse de la tertiaire, en supposant son orbite coplanaire possède une masse de l'ordre de $2,4 M_\odot$. Seules d'autres observations tant spectroscopiques que photométriques (pour suivre le retard des minima) pourront nous permettre de préciser l'orbite de la tertiaire.

1. voir les observations rapportées par BORKOVITS & HEGEDUES (1996) concernant d'autres binaires à éclipse et l'éventuel présence d'un troisième compagnon invisible

V.5 L'environnement circumstellaire de TY CrA

VAZ *et al.* (1998) ont également observé des variations photométriques dans le système qui ne sont pas liées aux éclipses de la binaire centrale. Ces variations qui ont lieu sur des échelles de temps comprises entre un jour et plusieurs années, sont attribuées par ces auteurs aux passages « d'agrégats » de matière poussiéreuse qui obscurcissent la lumière de l'étoile. Sur la base de leurs observations, aucune géométrie concernant la localisation de cette matière ne peut être proposée.

HILLENBRAND *et al.* (1992) ont construit la distribution de l'énergie spectrale de TY CrA : ces auteurs classifient TY CrA dans le groupe II des étoiles qui sont censées posséder un disque entouré d'une enveloppe étendue. Cependant, cette étude a été réalisée sans tenir compte de la multiplicité de TY CrA, en considérant une masse et une luminosité trop faibles par rapport aux déterminations récentes des paramètres physiques de la primaire : clairement, cette étude de la courbe de la distribution d'énergie spectrale doit être refaite.

Afin d'étudier plus en détail l'environnement en poussière et en gaz, nous avons réalisé des spectres en infrarouge avec ISO ainsi que des images avec l'Optique Adaptative.

V.5.1 Les observations en infrarouge proche et lointain avec ISO

Introduction

Le satellite d'observations astronomiques en infrarouge ISO (*Infrared Space Observatory*, KESSLER *et al.* 1996) a été lancé par ARIANE le 17 novembre 1995, pour une durée de vie prévue de 18 mois qui va finalement s'étendre jusqu'en avril 1998, soit 10 mois supplémentaires. Financé par l'ESA, il a été construit pour observer entre 2,5 et 240 μm : ce domaine spectral est quasiment inaccessible (sauf dans quelques fenêtres) depuis le sol à cause de l'absorption atmosphérique très importante à ces longueurs d'onde. Le diamètre du miroir primaire est de 60 cm. Quatre instruments sont à bord : un polarimètre photo-imageur PHOT, une caméra infrarouge ISOCAM, et deux spectrographes SWS et LWS.

La préparation de la demande de temps est une procédure qui nécessite le plus grand soin : en effet, les observations spatiales sont programmées des jours voir des semaines avant d'être réalisées automatiquement par le télescope spatial, et des corrections de dernières minutes (sur le temps d'exposition ou sur la configuration des instruments) sont des manipulations très difficilement mises en œuvre, en tous cas à éviter autant que faire se peut. Heureusement, des programmes informatiques de simulation des divers instruments existent. Leur utilisation permet de sélectionner le meilleur mode observationnel adapté à la source, pour peu qu'on connaisse un minimum d'informations sur

elle, notamment, bien sur, son flux infrarouge².

Avec l'aide de ces simulateurs que j'ai installés sur le site informatique du Laboratoire d'Astrophysique et suite à une visite au centre ISOCAM français (CEA-Saclay), nous avons soumis notre demande de temps pour observer TY CrA avec ISO en août 1994. Nous nous proposons :

- d'effectuer très précisément le budget photométrique infrarouge de l'étoile avec PHOT, en observant notamment à un temps très précis, autour des éclipses afin de détecter d'éventuelles variations de flux de la matière poussiéreuse : lors des éclipses primaires ou secondaires, le disque – ou enveloppe – alors supposé exister autour de TY CrA (HILLENBRAND *et al.* 1992) est soumis à des différences de flux importantes (suivant si c'est l'étoile la plus chaude qui est éclipsée par l'autre plus froide ou l'inverse) : la réémission maximale thermique par la poussière dépendra de la longueur d'onde et de la position spatiale des deux composantes. Connaissant par ailleurs le rapport de la luminosité des deux étoiles centrales (avec la photométrie visible, le type spectral et les masses déterminées) les variations photométriques détectées lors des éclipses pourraient nous renseigner sur la distribution de la matière associée au système ;
- d'étudier la répartition spatiale des grains PAH (*Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*) avec ISOCAM ;
- d'investiguer la composition atomique et moléculaire de l'environnement de TY CrA au moyen de la spectroscopie avec SWS et LWS. Des raies provenant de PAH ont été détectées depuis le sol dans TY CrA à $3,3\mu\text{m}$ (WHITTET *et al.* 1982) et vers $11\mu\text{m}$ (ROCHE *et al.* 1991), mais le spectrographe SWS d'ISO permet d'obtenir leur spectre avec une résolution environ 10 fois meilleure et d'accéder à d'autres bandes d'émission. Également, les raies interdites [O I] et [C II] sont attendues autour des objets jeunes (CECCARELLI *et al.* 1997) et facilement accessibles avec LWS. D'autres raies peuvent être aussi recherchées : OH, C¹², CO, SiO.

Si les observations de TY CrA avec les instruments PHOT et ISOCAM ont finalement été attribuées à d'autres programmes (SIEBENMORGEN *et al.*, PRUSTI *et al.*, résultats non encore publiés), nous avons obtenu du temps pour réaliser des spectres avec SWS ($2,4\text{--}45,2\mu\text{m}$) et LWS ($43\text{--}197\mu\text{m}$) du système triple. Afin d'entrer les paramètres des observations, j'ai réalisé un séjour à l'ESTEC (ESA-Leiden, Pays-Bas) en juin 1995. Quelques mois plus tard, les observations ont été réalisées par ISO au cours de son orbite n° 348, le 29 octobre 1996.

Le journal des observations est donné dans la table V.1.

2. le flux infrarouge est très souvent accessible grâce aux observations d'un autre télescope spatial, IRAS

Tableau V.1 – le journal des observations avec ISO

instrument	AOT ^a	TDT ^b
LWS	2	1 533 s
LWS	2	5 325 s
LWS	1	2 325 s
SWS	2	1 181 s
SWS	1	1 192 s

^a *Astronomical Observation Template* = mode d'observation

^b *Target Dedicated Time* = temps d'observation de la source

Une première version des données nous a été envoyée début 1997 ; j'ai présenté une analyse préliminaire des résultats à un colloque de la Société Française de Physique (« La Physique dans l'Espace ») en septembre 1997.

Au mois de décembre 1997, un nouveau CD-ROM nous a été envoyé par le centre ISO de Vilspa (Espagne) : il contient nos observations scientifiquement validées par la dernière version de la procédure de réduction basique et de calibration : les données reçues sont calibrées en longueurs d'onde dans le référentiel héliocentrique et les flux convertis en unités physiques (Jy).

Néanmoins, le traitement complet de ces données nécessite de « nettoyer » les spectres des défauts (*glitches*) toujours présents et autres franges d'interférences parasites. Cette longue et minutieuse analyse des spectres est en cours avec le logiciel ISAP sous environnement IDL, installé au début de cette année par C. Ceccarelli.

Basiquement, les instruments SWS (De GRAAUW *et al.* 1996) et LWS (CLEGG *et al.* 1996) consistent en un réseau mobile qui renvoie la lumière vers un ensemble de détecteurs, en faisant plusieurs passages pour balayer l'ensemble du domaine spectral. Chaque ensemble de détecteurs est plus ou moins sensible à une partie du domaine spectrale renvoyé par le réseau : les blocs de détecteurs sont ainsi sélectionnés suivant leur réponse à la bande spectrale considérée (12 pour SWS et 10 pour LWS). Ceci dit, si un ou deux blocs sont sélectionnés pour observer dans une bande spectrale précise (un seul ordre du réseau), il se peut que les détecteurs voisins reçoivent un mélange de la lumière des autres ordres : normalement, le signal reçu par ces détecteurs non sélectionnés pour la bande spectrale ne doit pas être pris en compte.

Pour chaque bande spectrale, les étapes du traitement préliminaire sont :

1. les spectres sont affichés suivant les deux directions du balayage du réseau et suivant les détecteurs ;

(*InfraRed Astronomical Satellite*), prédécesseur d'ISO qui a mesuré les flux infrarouges de près de 250 000 sources à 12, 25, 60 et 120 μm

2. les pixels défectueux sont masqués en les identifiant manuellement puis rejetés ;
3. les spectres sont moyennés suivant les deux directions ;
4. un petit décalage en flux peut exister suivant les détecteurs : une remise à niveau est effectuée en prenant la moyenne des spectres comme référence, pour chaque bande spectrale ;
5. de possibles mauvais pixels restants sont enlevés manuellement (point 2) ;
6. les spectres sont moyennés suivant les détecteurs ;
7. les franges d'interférences (présentes dans les spectres LWS, voir figure V.7) sont enlevées par un filtre FFT (procédure d'ISAP mis au point spécialement pour les spectres LWS).

Il existe d'autres points importants à réaliser avant de pouvoir exploiter pleinement les spectres : vérifier le courant d'obscurité pour chaque détecteur, vérifier les « effets de mémoire » (*jumps* = niveaux différents du flux suivant la direction de balayage du réseau), effectuer un ré-échantillonnage en longueurs d'onde pour obtenir la même résolution sur tout le spectre. Ces étapes seront réalisées prochainement.

Nous présentons ci-après les spectres SWS et LWS (AOT 01 = moyenne résolution) après avoir appliqué le traitement préliminaire aux données.

SWS et l'émission des PAH

Les figures V.3 à V.6 montrent des spectres de TY CrA obtenus avec le spectrographe SWS (résolution $R \approx 1\,000$) couvrant le domaine spectral compris entre 3 et $45\,\mu\text{m}$.

Le tableau V.2 rassemble les mesures réalisées pour les émissions PAH comprises entre 3 et $12\,\mu\text{m}$.

Tableau V.2 – Le tableau de mesures pour les émissions PAH entre 3 et $12\,\mu\text{m}$

Identification PAH	$\lambda_{\text{centrale}}$ (μm)	largeur à mi-hauteur (km s^{-1})	largeur équivalente (μm)	flux intégré (10^{-17} Wcm^{-2})
3,29 μm	$3,2858 \pm 0,0008$	4000	0,0875	$0,29 \pm 0,02$
6,2 μm	$6,2314 \pm 0,0020$	6868	0,6056	$1,53 \pm 0,09$
7,7 μm	$7,6784 \pm 0,0024$	29636	4,0015	$6,26 \pm 0,07$
8,6 mic	$8,5101 \pm 0,0044$	18778	1,2985	$2,22 \pm 0,06$
11,3 μm	$11,2630 \pm 0,0021$	8608	1,5261	$1,93 \pm 0,04$

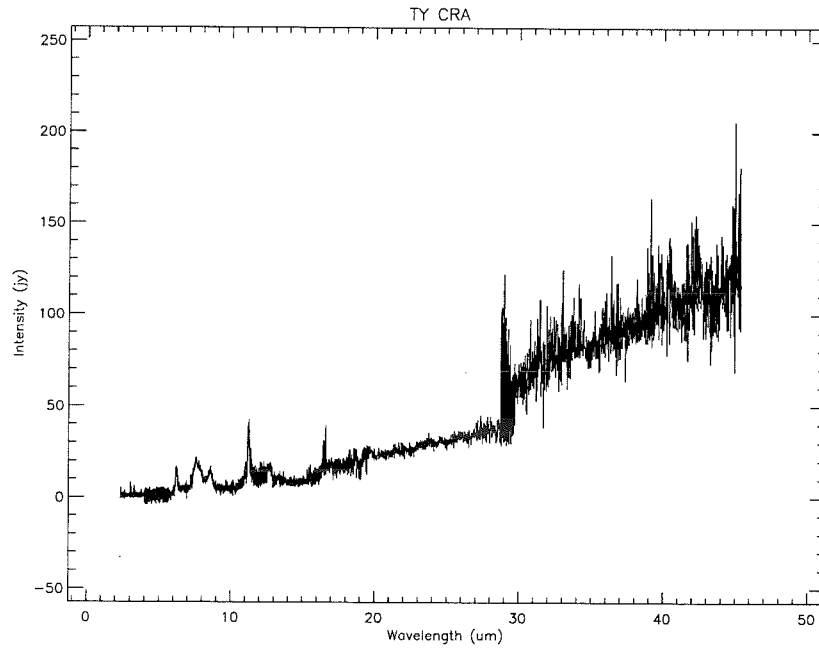


Figure V.3 – Les spectres SWS reçus par les tous les détecteurs, mis bout à bout : le niveau zéro est différent suivant les bandes spectrales ce qui résulte à des décalages en flux lorsque l'on passe d'une bande spectrale à l'autre. Le fort décalage en flux à $30\mu\text{m}$ n'est pas réel mais vraisemblablement dû à un problème de courant d'obscurité. L'aspect plus bruité au-delà de $30\mu\text{m}$ résulte du fait que le signal de tous les détecteurs a été moyenné : une sélection particulière doit être réalisée pour ce domaine spectral

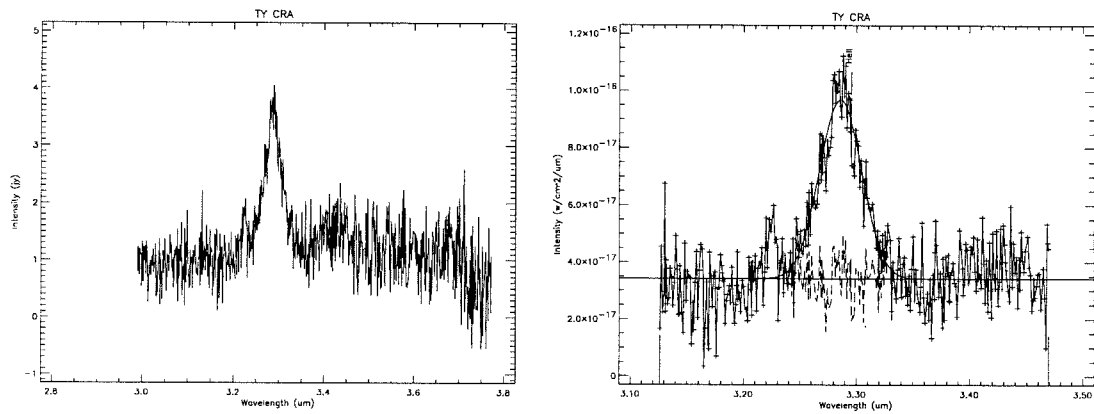


Figure V.4 – Le spectre SWS01 de TY CrA entre $3,0$ et $3,8\mu\text{m}$: une émission attribuée aux PAH $3,29\mu\text{m}$ est clairement visible ; la figure de droite représente la fonction Gaussienne approximée aux données

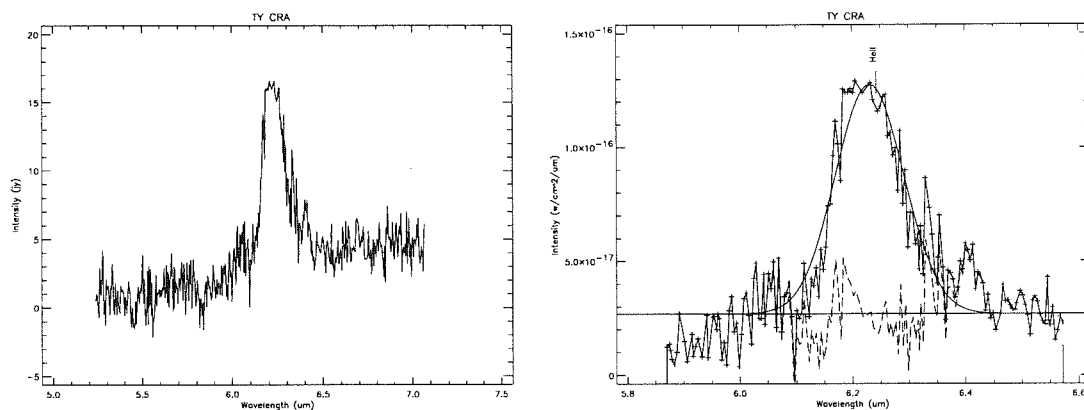


Figure V.5 – Idem que figure V.4 pour l'émission PAH à 6,2 μm

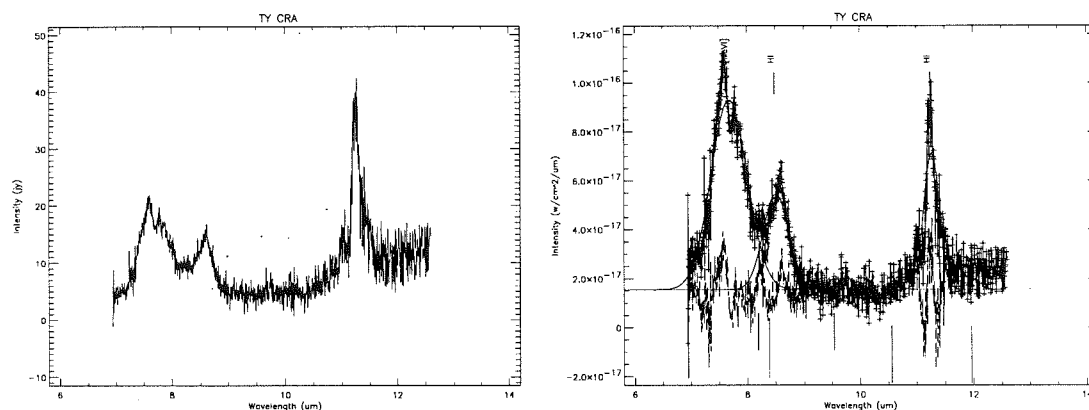


Figure V.6 – Idem que figure V.4 pour les émissions PAH à 7,7 , 8,6 et 11,3 μm

Les mesures présentées dans le tableau sont données à titre indicatif, la réduction des spectres devant être approfondie. Notamment, l'étude de la structure fine de chaque émission requiert un ré-échantillonnage en longueurs d'onde des données ; les mesures des flux quant à elles ne pourront être totalement considérées que lorsque la calibration énergétique (réponse des détecteurs, courant d'obscurité et surtout niveau du continu) sera vérifiée.

LWS et les raies interdites

Les figures V.7 à V.10 montrent des spectres obtenus avec le spectrographe LWS couvrant le domaine spectral compris entre 47 et 197 μm .

Le tableau V.3 rassemble les mesures réalisées pour les raies [O I] 63 et 146 μm et [C II] 158 μm .

La position en vitesse des raies n'est pas vraiment significative (la calibration en

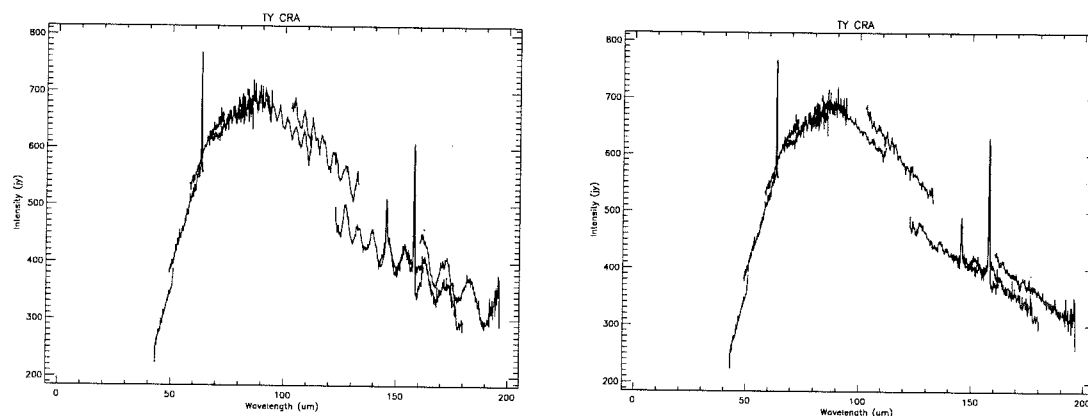


Figure V.7 – Les spectres LWS reçus par les tous les détecteurs, mis bout à bout : le niveau zéro est différent suivant les bandes spectrales ce qui résulte à des décalages en flux lorsque l'on passe d'une bande spectrale à l'autre. De fortes franges d'interférences sont présentes dans la figure de gauche : un traitement adapté (filtrage par FFT) pour les faire disparaître existe (figure de droite). Les trois plus fortes raies en émission sont réelles

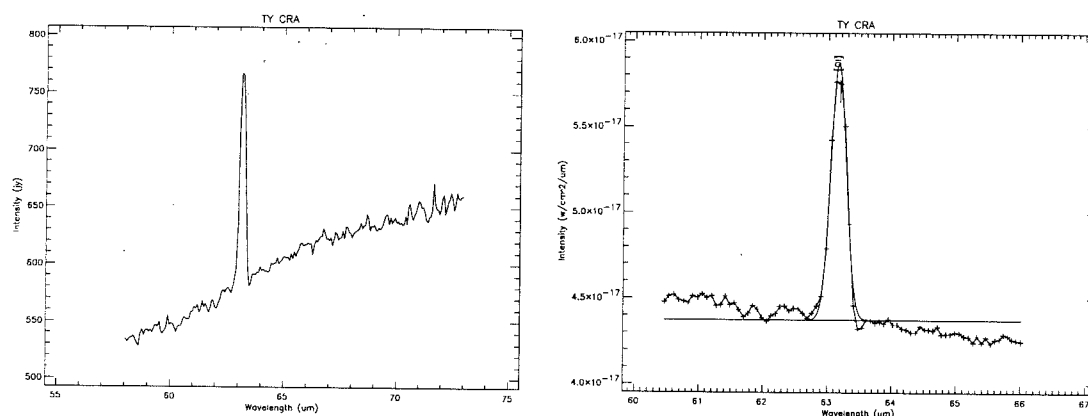


Figure V.8 – Idem que figure V.4 pour l'émission [O I] à 63,5 μm

longueur d'onde du mode réseau basse résolution montrant une erreur maximale de 0,026 μm, soit 90 km s⁻¹ à 100 μm : table 5.2 du manuel LWS).

V.5.2 Interprétation

La présence des PAH

Une partie des émissions présentées a déjà été observée dans TY CrA : WHITTET *et al.* (1982) et ROCHE *et al.* (1991) ont obtenu depuis le sol des spectres entre 3–4 μm et 8–13 μm qui montrent les mêmes structures générales. Néanmoins, nos observations avec SWS possèdent un rapport signal à bruit très supérieur aux données précédentes, et

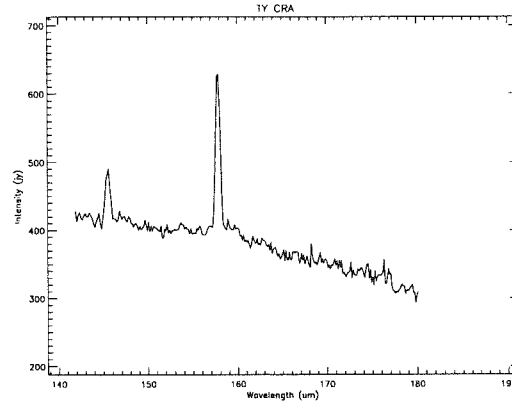


Figure V.9 – Spectre LWS qui montre les raies en émission $[O\ I]$ à $145,5\ \mu\text{m}$ et $[C\ II]$ à $157,7\ \mu\text{m}$

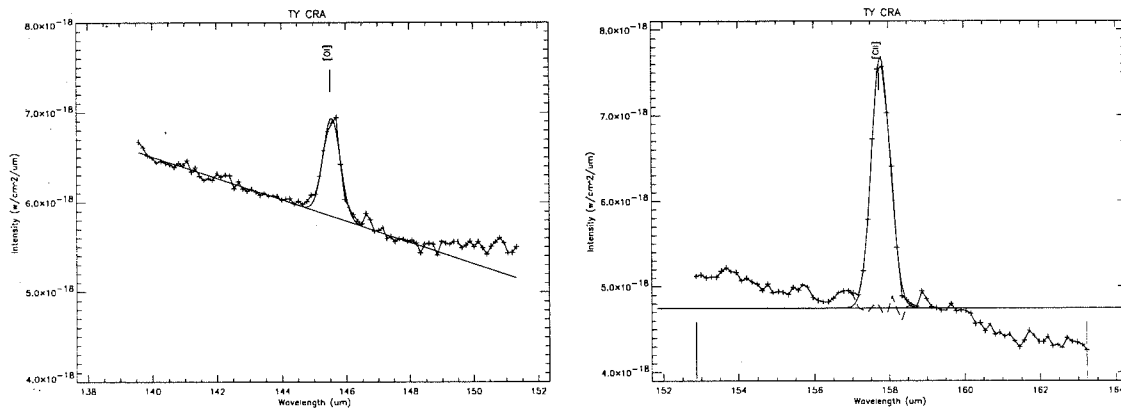


Figure V.10 – L'approximation gaussienne des raies $[O\ I]$ $146\ \mu\text{m}$ et $[C\ II]$ $158\ \mu\text{m}$

Tableau V.3 – Le tableau de mesures pour les émissions $[O\ I]$ et $[C\ II]$

Identification	$V_{\text{hélio}}$	largeur à mi-hauteur	largeur équivalente	flux intégré
	(km s^{-1})	(km s^{-1})	(μm)	($10^{-17}\ \text{Wcm}^{-2}$)
$[O\ I]\ 63,1837\ \mu\text{m}$	-93 ± 25	1317	0,0995	$0,44 \pm 0,03$
$[O\ I]\ 145,525\ \mu\text{m}$	$+87 \pm 10$	1291	0,1346	$0,073 \pm 0,02$
$[C\ II]\ 157,741\ \mu\text{m}$	$+83 \pm 36$	1137	0,4157	$0,1861 \pm 0,02$

surtout permettent l'accès à des domaines de longueurs d'onde jusqu'alors inobservés dans TY CrA.

D'autres étoiles HAeBe que TY CrA montrent des bandes d'émission entre 3 et $12\ \mu\text{m}$. BROOKE *et al.* (1993) ont observé une quarantaine d'étoiles HAeBe, dont une dizaine avec une émission à $3,29\ \mu\text{m}$ prononcée. HD 97048 et Elias 1 (SCHUTTE *et al.*

1990) sont deux autres exemples bien étudiés.

L'origine des structures entre 3 et 12 μm est attribuée aux bandes d'émission de PAH (ALLAMANDOLA *et al.* 1989; PUGET 1989), petites molécules riches en carbone. Ces PAH sont excités par le flux UV et retournent à leur état d'équilibre en ré-émettant dans l'infrarouge.

Avec les spectres à notre disposition, il est difficile de déterminer l'origine exacte de ces PAH : la figure V.11 montre le champ de vue du spectrographe SWS centré sur TY CrA.

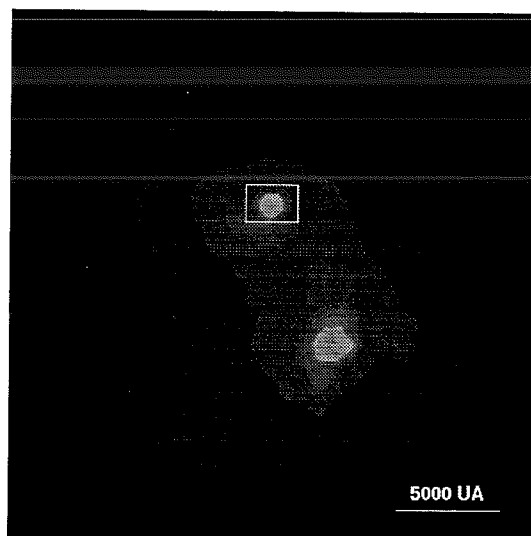


Figure V.11 – TY CrA (en haut à gauche) et HD 176386 : la séparation entre les deux étoiles est de 1'. Toutes deux illuminent par réflexion les nébuleuses NGC 6726/27 (zone étendue). L'ouverture de sws (14'' \times 20'') est dessinée sur l'étoile TY CrA. Image obtenue le 23 mai 1996 avec le télescope DANISH 1,54 m, La Silla, filtre V, 30 secondes d'exposition

Les PAH que nous détectons sont-ils ainsi situés dans une région plus étendue autour de TY CrA (dans la nébuleuse par réflexion par exemple), ou bien sont-ils liés de façon très proche à l'étoile (et traceurs par-là-même d'un disque ou enveloppe qui entoure le système triple?) Les images que nous voulions réaliser en parallèle avec ISOCAM dans notre demande de temps initiale nous auraient permis d'étudier précisément l'extension des différentes bandes d'émission des PAH. WHITTET *et al.* (1982) rapportent cependant la non-détection d'émission de PAH entre 3 et 4 μm pour l'étoile R CrA, et indiquent surtout que l'étoile HD 176386 voisine de TY CrA ne semble pas non plus montrer d'émission PAH (sur un spectre de qualité moyenne). Les PAH semblent donc être localisés autour de TY CrA.

Notons que nos spectres SWS (figure V.3) ne montrent pas d'émission entre 8 et 12 μm attribuée à des silicates et qui est rencontrée dans l'étoile HAeBe AB Aur (WOODEN 1994) et dans les étoiles 51 Oph, HD 142527 et HD 100546 (WAELEKENS *et al.* 1996). Ces

trois dernières étoiles sont considérées être à une étape intermédiaire entre les jeunes étoiles Ae/Be de Herbig et β Pictoris : WAELENS *et al.* (1996) émettent l'hypothèse que la présence des silicates dans leur environnement est un signe de l'évolution des disques autour de ces objets. Ils remarquent que la présence de silicates sous forme cristalline est également observée dans le spectre des comètes (HANNER *et al.* 1994).

La présence des PAH et l'absence probable des silicates dans TY CrA pourraient indiquer que de la matière est intimement associée à l'étoile (sous forme de disque ou d'enveloppe), mais dans un état d'évolution moins avancé que celui des étoiles de type 51 Oph ou β Pic.

Une autre hypothèse serait que les PAH se forment dans une région H II (voir la figure 1 de CECCARELLI *et al.* 1989) autour de TY CrA : en effet, ROELFSEMA *et al.* (1996) ont obtenu des spectres de six régions H II compactes : les émissions PAH sont bien semblables à celles observées dans TY CrA. D'autres émissions, plus intenses sont observées dans les régions H II ([Ar II], [Ar III], [Si IV] et Pf_α) : ces dernières émissions ne sont pas clairement visibles dans les spectres SWS au stade de la réduction actuelle. Cependant, l'existence d'une région H II compacte associée à TY CrA n'est pas à écarter car elle pourrait expliquer les raies interdites observées dans les spectres LWS.

La formation des raies interdites

Les étoiles en formation sont la source d'intenses jets de matière (vraisemblablement liés à un mécanisme d'accrétion-éjection) : la propagation de ces jets collimatés dans le milieu ambiant génère un choc, ce qui fait suffisamment augmenter la température pour photodissocier les molécules. Le refroidissement du gaz s'effectue principalement par l'émission [O I] $63\ \mu\text{m}$ pour des températures comprises entre 5 000 et 100 K (CECCARELLI *et al.* 1997). Néanmoins, dans la région proche de TY CrA, aucun signe de choc (jets collimatés, objets de Herbig-Haro,...) n'a été jusqu'à présent détecté.

Si un choc n'est probablement pas à l'origine des raies interdites observées, une autre hypothèse est envisageable. En effet, les raies interdites [O I] 63 , $146\ \mu\text{m}$ et [C II] $158\ \mu\text{m}$ présentes dans les spectres LWS de TY CrA (figures V.8 à V.10) sont typiques de celles observées dans les régions de photodissociation (*PDR regions*). Dans ces régions, les radiations ultraviolettes provenant d'étoiles chaudes chauffent le milieu environnant et modifient sa chimie. Le flux UV donne naissance dans un premier temps à une interface où le milieu, constitué principalement d'hydrogène, est fortement ionisé (région H II). Ensuite, le flux UV, en partie absorbé par la région H II, possède encore suffisamment d'énergie ($< 13,6\ \text{e.v.}$) pour photodissocier les molécules H_2 , CO, O_2 , ioniser le carbone atomique et donner naissance aux raies interdites [O I] et [C II] dans une région PDR.

Quelles sont les conditions en température et en densité d'un tel milieu ? Si l'on considère le modèle de région PDR de TIELENS & HOLLENBACH (1985), le rapport des raies [O I] 63 et $146\ \mu\text{m}$ est sensible à la température et à la densité du gaz selon la

figure 2 de leur article. Dans notre cas, le rapport des intensités des raies de l'oxygène atomique $\frac{146\ \mu\text{m}}{63\ \mu\text{m}}$ est égale à $\frac{0,073}{0,44} \approx 0,17$ (mesures dans le tableau V.3) : ce rapport nous montre que nous nous trouvons dans le cas d'un milieu optiquement épais pour la formation des deux raies : l'émission est celle d'un corps noir et le rapport de ces raies ne nous renseigne pas sur la densité du gaz. La température peut par contre être déduite, elle est de l'ordre de 100 K. Par contre, l'estimation de la densité du milieu peut être déduite en étudiant le rapport des raies [O I] $63\ \mu\text{m}$ et [C II] $158\ \mu\text{m}$: d'après la figure 3 de TIELENS & HOLLENBACH (1985), en gardant la même température de 100 K, et connaissant le rapport des intensités des raies $\frac{158\ \mu\text{m}}{63\ \mu\text{m}} = \frac{0,19}{0,44} \approx 0,43$, la densité du gaz est comprise entre 10^5 et 10^6 atomes d'hydrogène par cm^3 .

Ceci est une première estimation des conditions du gaz près de TY CrA (jusqu'à quelques 2000 UA), basée sur les spectres réduits actuellement et pour lesquels la calibration en flux est à vérifier ; notons néanmoins que cette densité reste comparable à celle d'Orion (TIELENS & HOLLENBACH 1985).

V.5.3 Les images d'Optique Adaptative

L'étoile TY CrA a été observée au moyen de l'Optique Adaptative, plus dans le but d'étudier son environnement en poussières que dans l'espoir de séparer la binaire centrale et le troisième compagnon (limite de résolution de l'OA en infrarouge de l'ordre de $0,1''$, très supérieure à la séparation binaire-tertiaire de quelques millièmes de seconde d'arc : il faut attendre l'interférométrie...).

Nous présentons ci-dessous les images obtenues dans la bande L avec le détecteur COMIC et les images obtenues dans la bande H avec le détecteur SHARPII+. Dans la bande H, des images de TY CrA ont également été réalisées avec le coronographe développé à Grenoble pour ADONIS (BEUZIT *et al.* 1997; MOUILLET *et al.* 1997a).

Le tableau V.4 présente le journal des observations.

Les images ont été réduites avec les logiciels ÉCLIPSE et MIDAS. Le ciel, pris à $12''$ de la source, a été moyenné puis soustrait à chaque cube d'images. Les images des étoiles sont ensuite moyennées entre elles, corrigées des pixels défectueux par une carte de mauvais pixels (obtenus avec les images sur le ciel). Des images de champ plat, prises en fin de nuit, à différents niveaux d'exposition, fournissent la carte de gain du détecteur, qui est divisée à l'étoile (pour les images en L', la technique du *chopping-noding* a été utilisée).

L'ensemble de ces images ne montre pas clairement une structure étendue, signe d'une enveloppe ou d'un disque. Les images en H avec le masque coronographique, elles, ne montrent pas non plus de structure particulière.

La déconvolution des images hors masque en H a été réalisée par D. MOUILLET avec les algorithmes Max_Entropy et Max_Likelihood du logiciel de traitement de données IDL : la figure V.14 montre les résultats après 100 itérations. L'image paraît allongée

Tableau V.4 – *Le journal des observations OA de TY CrA. SAO 210366 est l'étoile qui sert de référence pour évaluer la PSF (Point Spread Function)*

étoile	date (AA/MM/JJ)	Temps Universel (hh:mm)	bande	nombre d'images	temps d'expo. individuel (s)
TY CrA	960819	02:07	L'	24	5
TY CrA	960819	02:19	L'	24	5
TY CrA	960819	02:28	L'	24	5
SAO 210366	960819	02:40	L'	24	5
SAO 210366	960819	02:50	L'	24	5
SAO 210366	960819	03:00	L'	24	5
TY CrA	960819	03:17	L'	24	5
TY CrA	960819	03:26	L'	24	5
TY CrA	960819	03:35	L'	24	5
SAO 210366	960819	03:46	L'	24	5
SAO 210366	960819	03:55	L'	24	5
SAO 210366	960819	04:04	L'	24	5
TY CrA ^a	960822	03:54	H	25	10
TY CrA	960822	04:14	H	30	2
SAO 210366	960822	04:23	H	30	2
SAO 210366 ^a	960822	04:34	H	20	15

^a avec masque

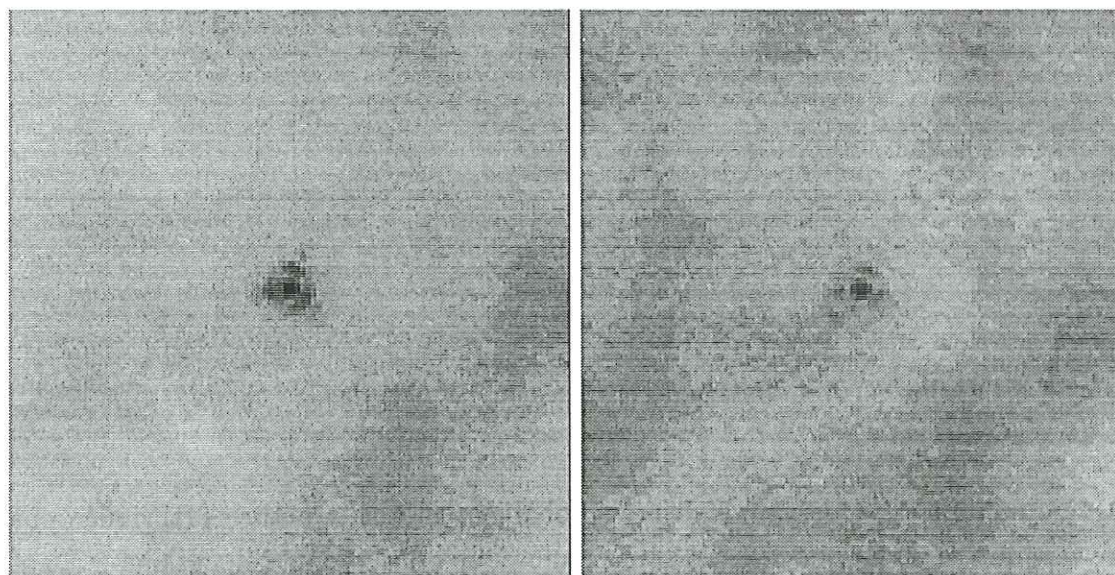


Figure V.12 – *Les images dans la bande L' de TY CrA et sa référence SAO 210366*

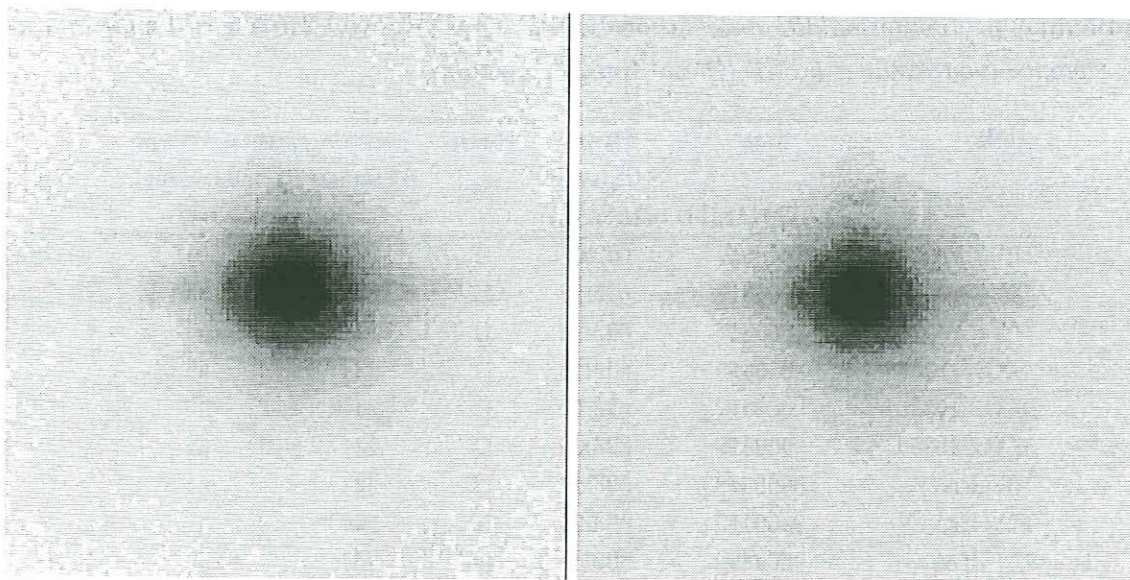


Figure V.13 – Les images dans la bande H de TY CrA et SAO 210366

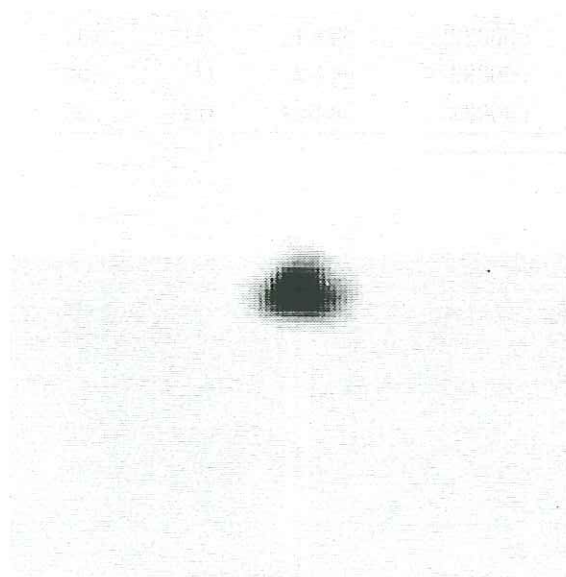


Figure V.14 – L'image déconvoluée de TY CrA dans la bande H

dans la direction Est–Ouest mais cela est probablement une structure « fabriquée » par la déconvolution : DEUTSCH *et al.* (1995) ont quant à eux observé une élongation à $8,8 \mu\text{m}$ centrée sur l'étoile (sur une région de $6'' \times 5''$), mais dans une direction Nord–Sud... Notons que la longueur d'onde est très différente et ne trace peut-être pas les mêmes régions. CHEN & GRAHAM (1990) ont eux aussi détecté une structure étendue à $3,3 \mu\text{m}$, centrée sur l'étoile, tandis que LAGAGE (1995) détecte à $10 \mu\text{m}$ une nébuleuse brillante en forme d'arc à environ $15''$ de l'étoile.

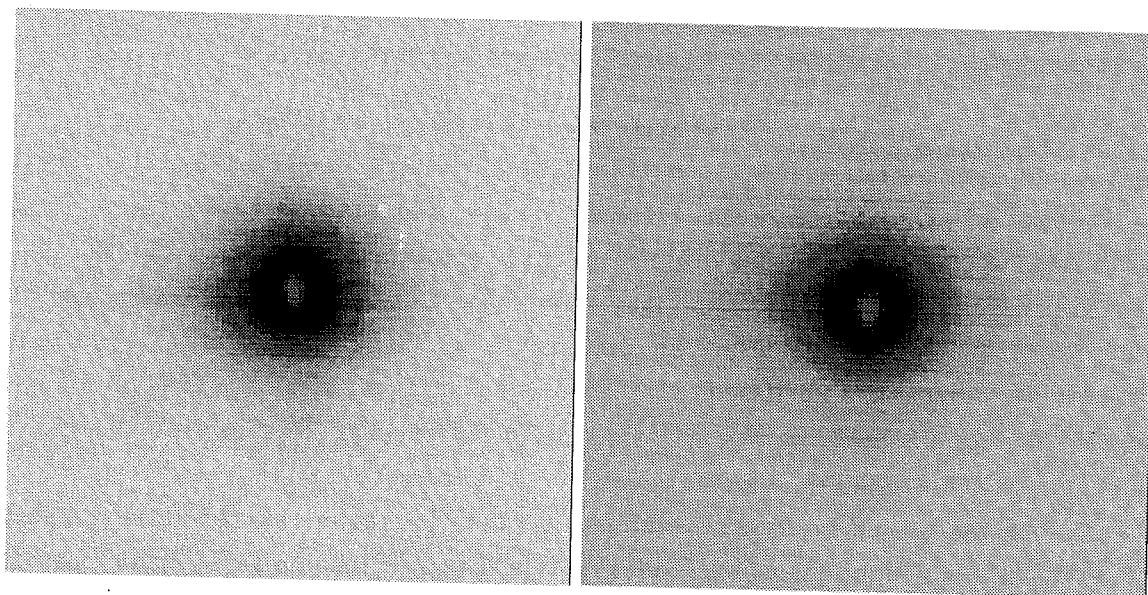


Figure V.15 – Les images dans la bande H de TY CrA et SAO 210366, avec le masque coronagraphique

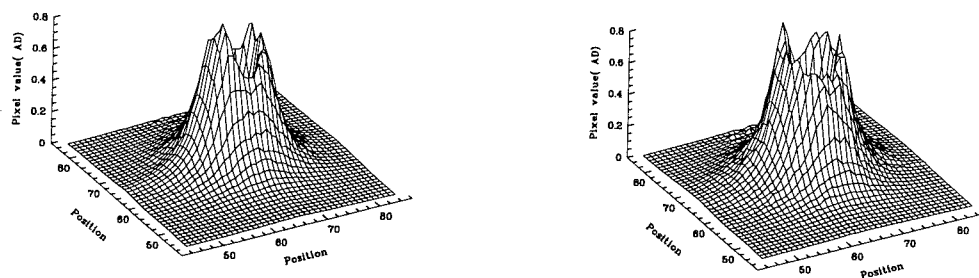


Figure V.16 – Idem à la figure V.15 mais avec une vision en perspective

Les images de TY CrA réalisées par ISO (dans le cadre d'autres programmes) devraient sans aucun doute permettre de faire la lumière sur la morphologie de la poussière autour de TY CrA et confirmer ou non les résultats de LAGAGE (1995). Il sera également très intéressant de réaliser des observations avec le futur système d'Optique Adaptative NAOS sur le télescope VLT-UT1 afin d'étudier la poussière au plus près de l'étoile.

V.6 Les autres propriétés de TY CrA

Outre le fait d'être actuellement l'unique binaire à éclipse et spectroscopique parmi les étoiles HAeBe, TY CrA possède d'autres caractéristiques très certainement liées à

sa multiplicité et qui affirme son caractère d'étoile exceptionnelle.

V.6.1 L'émission X

L'objet TY CrA a été reconnu comme source puissante de rayonnement X. Le satellite EINSTEIN a mesuré une luminosité dans le domaine X de $\log L_X = 30,42 \text{ erg s}^{-1}$ (entre 0,1 et 4,5 keV, DAMIANI *et al.* 1994; voir aussi GRILLO *et al.* 1992; WALTER & KUHI 1981); ROSAT a également mesuré une luminosité de $\log L_X = 30,49 \text{ erg s}^{-1}$ (entre 0,1 et 2,4 keV, ZINNECKER & PREIBISCH 1994). Enfin, dernièrement, des observations réalisées avec le télescope X ASCA par Koyama *et al.* (1996) indiquent une luminosité de $\log L_X = 30,42 \text{ erg s}^{-1}$ (entre 0,5 et 10 keV).

Les observations avec EINSTEIN et ROSAT dans les régions de formation stellaire ont montré que généralement les étoiles de type B tardif jusqu'à A5 n'étaient pas des sources X (WALTER *et al.* 1997). Dans le cas de TY CrA, la primaire de type B8–9 ne possède pas de zones convectives: en effet, PALLA & STAHLER (1993) ont montré que les étoiles Ae/Be de Herbig ne possèdent pas de zone externe de convection susceptible de former des vents violents. Sans phénomènes de convection, un mécanisme dynamo de type solaire ne peut maintenir une activité magnétique capable d'engendrer de l'émission X coronale.

Un modèle de dynamo de type non-solaire (la rotation différentielle à l'intérieur de l'étoile fournissant l'énergie) proposé par TOUT & PRINGLE (1995) a été appliqué à l'étoile HAeBe HD 104237 par SKINNER & YAMAUCHI (1996): ce modèle prévoit à priori un flux X quatre fois inférieur à celui observé. Cependant, trop de paramètres restent actuellement libres dans les calculs et demandent à être contraints pour pouvoir valider ou non le modèle.

Rappelant que le flux X observé chez TY CrA est tout à fait comparable à celui détecté vers les étoiles T Tauri, une hypothèse séduisante avancée pour expliquer l'émission X est qu'elle provienne du compagnon de la binaire centrale (DAMIANI *et al.* 1994; ZINNECKER & PREIBISCH 1994), voir de la troisième composante (WALTER *et al.* 1997): ces deux jeunes étoiles ont en effet des masses comparables à celles des T Tauri, et leur activité chromosphérique pourrait expliquer l'émission X.

ZHEKOV *et al.* (1994) ont calculé que l'interaction de vents supersoniques ($V \approx 300\text{--}500 \text{ km s}^{-1}$) à l'intérieur d'un jeune système binaire (séparation comprise entre 1,5 et 50 UA) peut provoquer une luminosité X comparable à celle observée dans certaines étoiles pré-Séquence Principale. Néanmoins, dans le cas de TY CrA, les signes d'éventuelles zones de choc ou de vents stellaires puissants manquent pour pouvoir accrédi-ter ce modèle.

En outre, ZHEKOV *et al.* (1995) prédisent des raies d'émission coronales dans l'infrarouge produites par les vents: aucune de ces raies n'est à priori visible dans les spectres SWS de TY CrA (ces raies sont cependant prédites pour des étoiles ayant une perte de

masse sous forme de vents de l'ordre de 10^{-6} à $10^{-7} M_{\odot}$, ce que TY CrA ne semble pas réaliser non plus).

V.6.2 Les propriétés radio

SKINNER *et al.* (1993) affirment que TY CrA est une radio-source non-thermale : ces auteurs proposent que cette caractéristique soit due à de l'émission gyrosynchrotron ou synchrotron, et que TY CrA soit l'analogue plus massive des T Tauri WTTS (*Weak-line T Tauri Stars*, BERTOUT 1989). Cependant, il n'est pas impossible que la source non-thermale soit liée à l'une ou l'autre des deux étoiles T Tauri, compagnes de l'étoile primaire massive.

V.6.3 L'étoile compagnon HD 176386

TY CrA forme un couple optique avec HD 176386, située à $1,1''$, ce qui représente une distance projetée de 8 500 UA. Qui plus est, la vitesse radiale de la binaire à éclipse de TY CrA $\gamma = 0,7 \pm 0,5 \text{ km s}^{-1}$ (table 3 de l'article présenté au paragraphe V.3.4) reste comparable à celle de HD 176386 et les deux étoiles forment ainsi une paire à *mouvement propre commun*. HD 176386 est elle-même une binaire visuelle (PROUST *et al.* 1981 l'ont d'ailleurs confondue avec TY CrA), son compagnon étant distant de $4,1''$. HIPPARCOS donne une parallaxe en accord avec la distance du nuage R CrA estimée par (MARRACO & RYDGREN 1981) : le mouvement orbital de HD 176386 ne semble pas fausser la mesure de la parallaxe. À environ 130 pc, la distance physique entre HD 176386 et son compagnon est $\rho_{\text{phy}} \approx 530 \text{ UA}$, ce qui correspond à une période de plus de 20 000 ans.

TY CrA et HD 176386 et leurs compagnons associés composent ainsi un système quintuple.

La vie est trop courte pour être éconômisée

Jack London

Chapitre VI

Synthèses et perspectives

VI.1 La binarité parmi les étoiles Ae/Be de Herbig

VI.1.1 Résumé du travail effectué

De nouvelles binaires HAeBe

Au cours de cette thèse, la binarité des étoiles HAeBe a été étudiée en utilisant deux techniques complémentaires : l'imagerie en infrarouge et visible avec l'Optique Adaptative d'une part, la spectroscopie visible à haute résolution d'autre part.

Les 30 systèmes binaires visuels détectés parmi les 68 étoiles observées, dont une quinzaine de nouveaux, élargissent l'échantillon des étoiles binaires de masse intermédiaire jeunes (HAeBe ou candidates HAeBe) d'un facteur deux par rapport aux études précédentes.

Lors de notre recherche systématique de binaires spectroscopiques, nous avons mis en évidence la binarité spectroscopique pour 13 étoiles, dont 7 nouvelles, soit avec la détection de la raie du Li I qui trace un compagnon T Tauri, soit par la détection de variations périodiques de la vitesse radiale de l'étoile.

La fréquence de binaires estimée lors de ces deux recherches systématiques est une limite inférieure ; elle reste comparable, dans les limites observationnelles actuelles, avec celle estimée pour les étoiles jeunes de plus faible masse ou avec celle de la Séquence Principale.

Les types spectraux des compagnons des binaires HAeBe visuelles

Lors de notre étude des compagnons visuels avec l'Optique Adaptative, nos images dans plusieurs longueurs d'onde des binaires visuelles HAeBe nous ont permis de tracer les courbes de distribution d'énergie spectrale de chacune des composantes. Ce faisant, les types spectraux pour plus de 25 systèmes ont été déterminés pour la première fois.

L'émission X et l'excès infrarouge des binaires HAeBe

Une corrélation entre la binarité des étoiles HAeBe et l'émission X est observée : il existe une prédominance d'émetteurs X dans les systèmes binaires visuels par rapport aux étoiles non détectées comme binaires. Pour les binaires spectroscopiques détectées sur le critère de variations de vitesse radiale, trois étoiles sur sept sont émettrices de rayon X (TY CrA, MWC 1080 et MWC 361).

En outre, il semble que les émetteurs X, parmi les binaires HAeBe visuelles, se rencontrent surtout pour des systèmes composés d'une étoile de type A et un compagnon T Tauri. Les binaires HAeBe composées de deux étoiles de type B ne montrent pas d'émission X (MWC 1080 est un système triple avec un compagnon probablement de type T Tauri).

L'excès infrarouge est lui aussi corrélé semble-t-il avec le rapport de masse des composantes d'un système double HAeBe : les primaires de type spectral A ou F avec des compagnons peu massifs (de type K ou M), présentent un excès infrarouge ; inversement, des systèmes binaires composés de deux étoiles massives ne montrent pas d'excès infrarouge (sauf une exception MWC 1080). En général, les compagnons ont peu ou pas du tout d'excès infrarouge.

Les mécanismes de formation des binaires

Les contraintes observationnelles apportées, si elles ne permettent de trancher entre les différents mécanismes proposés pour former des binaires, semblent favoriser le processus de fragmentation ou de capture par disque circumstellaire interposé. Les biais qui existent dans notre étude sont à combler avant de pouvoir tirer des conclusions certaines.

VI.1.2 La poursuite de l'étude des binaires déjà détectées

La détection du mouvement orbital

Tant pour les binaires visuelles que spectroscopiques mises en évidence lors de nos recherches systématiques avec l'Optique Adaptative et la spectroscopie, il est important de continuer à les observer pour détecter ou suivre le mouvement orbital. La détermination des paramètres orbitaux des systèmes binaires HAeBe est une nécessité si l'on veut accéder directement aux paramètres physiques de ces étoiles. T Ori, MWC 1080 et HD 53367 sont trois binaires spectroscopiques à suivre particulièrement car leur période orbitale est assez courte (de l'ordre de quelques jours).

Dans une vision à plus long terme (plusieurs dizaines d'années au moins), il est également souhaitable de suivre les binaires visuelles détectées avec l'Optique Adaptative pour évaluer la période de ces systèmes.

Le type spectral et l'activité des compagnons

Notre détermination « photométrique » des types spectraux des compagnons visuels des H Ae Be, doit être confortée par une étude spectroscopique : MEYER (1996) a proposé une classification spectrale des étoiles jeunes à partir de spectres infrarouges. Afin de déterminer de manière plus précise le type spectral des compagnons, nous avons obtenu du temps pour observer quelques unes de nos binaires H Ae Be avec le spectro-imageur GRAF (Le COARER *et al.* 1996) en mai 1998 (dans le cadre de la thèse de L. TROUBOUL). Avec la grande résolution spectrale apportée par cet instrument ($R = 5\,000$ en K) et la haute résolution angulaire (GRAF est couplé avec le système d'Optique Adaptative ADONIS), le spectre individuel du compagnon (qui émet principalement en infrarouge) pourra être accessible pour les binaires avec une séparation entre $0,1''$ et $2''$.

Un autre but est d'étudier l'activité des compagnons T Tauri : ceux-ci présentent-ils une activité chromosphérique capable d'engendrer le rayonnement X de certains systèmes binaires ? Existents-ils des phénomènes d'accrétion dans le système binaire ? Seule l'obtention des spectres individuels de chacune des composantes du système nous permettra de dire quelle étoile est particulièrement active.

Pour illustrer ce propos, nous présentons ci-après des spectres en infrarouge, réalisés pour trois binaires H Ae Be : les figures VI.1 et VI.2 montrent des spectres obtenus avec le spectrographe haute résolution angulaire OSIS au CFHT ; la figure VI.3 est un spectre de la binaire GU CMa obtenu avec le spectro-imageur GRAF développé à Grenoble.

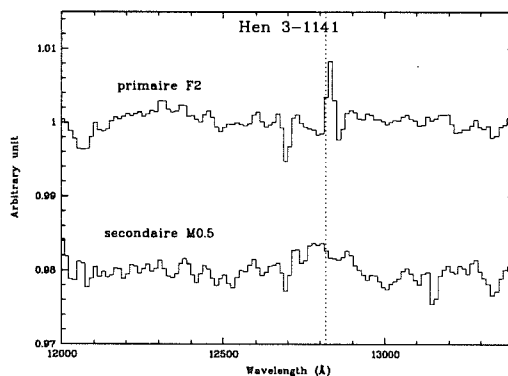


Figure VI.1 – Les spectres OSIS individuels des deux composantes du système binaire Hen 3-1141 ($\rho = 1,5''$) : la raie Paschen β $1,28\mu\text{m}$ est détectée en émission dans la primaire mais pas dans la secondaire

Pour trois systèmes binaires (à priori non émetteurs X), le compagnon ne semble pas posséder d'activité caractéristique ; deux autres systèmes binaires, V856 Sco et KK Oph, ont également un compagnon qui ne montre pas d'émission dans la raie Paschen β . La non-détection de cette raie en émission semble indiquer que les processus d'accrétion sont absents dans le compagnon.

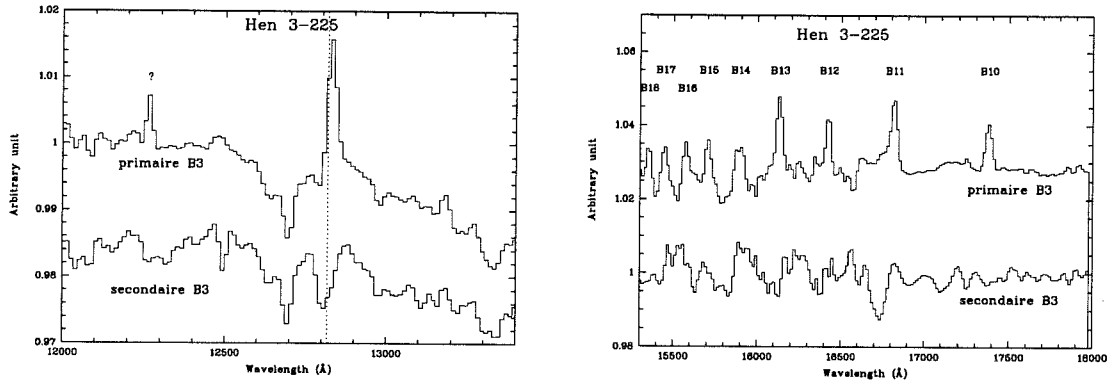


Figure VI.2 – Les spectres individuels des deux composantes du système binaire Hen 3-225 ($\rho = 2''$). La figure de gauche montre la raie Paschen β en émission dans la primaire ; la figure de droite montre les raies Brackett B10–B18 en émission dans la primaire : le compagnon ne montre aucune raie d'émission

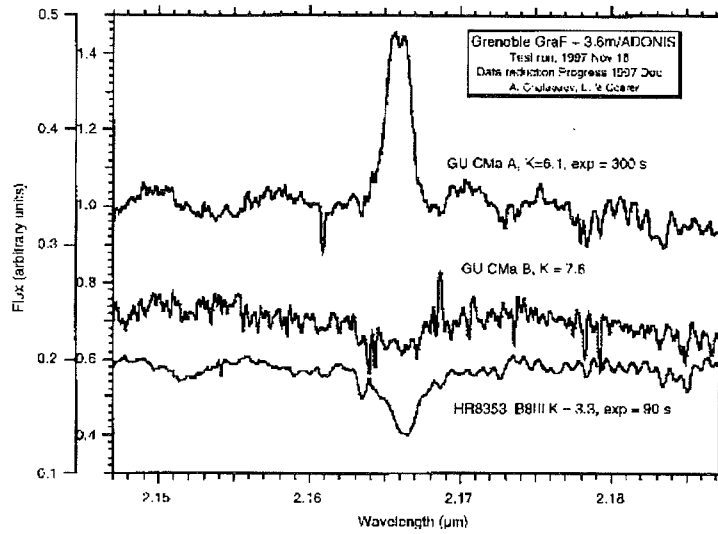


Figure VI.3 – Les spectres GRAF individuels des deux composantes du système binaire GU CMa ($\rho = 0,7''$) : la raie Brackett γ est détectée en émission dans la primaire mais pas dans l'étoile secondaire. Le spectre d'une étoile standard est montré par comparaison : la raie Brackett γ est visible en absorption pour cette étoile, et aussi pour le compagnon. Nuits de test, novembre 1997, résultats préliminaires

Les raies Brackett nous renseignent sur le milieu chaud circumstellaire (RODGERS & WOODEN 1997); HARVEY (1984) propose que les raies Brackett se forment dans une région H II associée à l'étoile.

Les spectres en infrarouge des binaires HAeBe nous permettront donc non seulement d'étudier le type spectral des compagnons, mais aussi d'étudier les phénomènes de vent et d'accrétion dans ces systèmes.

La résolution des systèmes binaires spectroscopiques HAeBe

Si observer spectroscopiquement les binaires visuelles est une étude importante, inversement résoudre visuellement les binaires spectroscopiques HAeBe candidates doit être tenté avec IOTA ou les futurs instruments interférométriques (AMBER). Si la période est suffisamment courte (de l'ordre de quelques jours à quelques mois), les orbites visuelles et spectroscopiques obtenues nous permettront de déterminer les paramètres physiques du système avec une grande précision.

VI.1.3 La recherche de nouveaux compagnons des HAeBe

Lors de nos deux recherches systématiques, toutes les étoiles HAeBe candidates n'ont pas pu être observées et il est souhaitable de pouvoir élargir l'échantillon, notamment vers les objets plus faibles avec NAOS et les spectrographes du VLT; de nouvelles candidates HAeBe sont en outre proposées dans le jeune amas ouvert NGC 6611 (de WINTER *et al.* 1997): il faut étudier ces étoiles pour vérifier si la fréquence de binarité est différente dans cet amas (thèse de G. DUCHÊNE).

La Figure VI.4 illustre le gain en résolution spatiale qui sera apporté par le futur VLT, notamment avec NAOS et le VLTI (AMBER).

Outre la détermination de la fréquence de binarité, il faudrait étudier si toutes les binaires HAeBe visuelles, qui n'ont semble-t-il pas été encore observées en X, présentent une émission forte X. Le futur satellite XMM, qui sera lancé en août 1999, permettra d'étudier les propriétés X des HAeBe avec une sensibilité encore jamais atteinte.

VI.2 L'étude de TY CrA

VI.2.1 L'unique système hiérarchisé parmi les HAeBe

Au cours de cette thèse, nous avons mené une étude approfondie du système triple TY CrA. Après avoir déterminé les paramètres physiques et orbitaux du système, nous avons étudié sa stabilité et son évolution dynamique.

Même si nos calculs théoriques parviennent à les évaluer, le mouvement orbital de la tertiaire, et la raison du sous-synchronisme apparent de la primaire restent encore incertains.

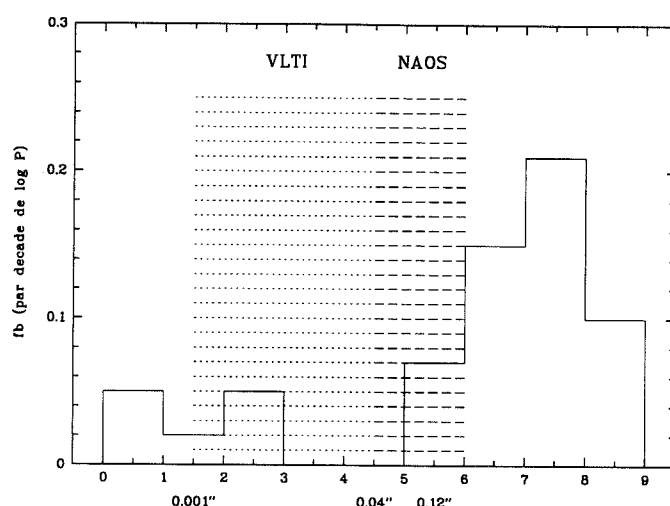


Figure VI.4 – Les limites de resolutions accessibles avec le VLT sont superposées à notre courbe de fréquence de binarité. La technique de l'Optique Adaptative sur un télescope de 8 m et le mode interférométrique VLT/NAOS nous permettront l'accès au domaine de séparation des binaires indiqués (pour un système de masse totale $10 M_{\odot}$ situé à $1000 pc$)

VI.2.2 Une meilleure compréhension du système

Une meilleure détermination du type spectral des composantes de faible masse dans TY CrA

Avec le télescope CAT de 1,4 m, la détection des raies de la secondaire et de la tertiaire est difficile à cause d'une part d'un bas rapport signal sur bruit (les deux compagnons étant plus faibles que la primaire d'au moins 3-4 magnitudes) et parce que les raies des deux compagnons sont souvent mélangées.

Nous allons donc observer le système TY CrA en mai 1998 avec le télescope de 3,6 m relié au CES par fibre optique: l'idée est d'obtenir des spectres à très haute résolution dans le visible ($R = 200\,000$) afin de comparer les profils de raies à des modèles stellaires, d'étudier l'abondance du Li I et la métallicité dans ces étoiles, d'établir leur vitesse précise de rotation, et de tenter d'identifier de possibles phénomènes d'occultation des étoiles lors du transit d'agrégats de matière dans le système.

Vers la détection du troisième compagnon en imagerie

Nos calculs exposés dans les parties V.3.4 et V.4 montrent que la séparation entre la binaire à éclipse centrale et la troisième composante est de l'ordre de 1,5 UA, ce qui représente à $130 pc$ approximativement $0,01''$. Nos images obtenues à présent avec l'Optique Adaptative avec une résolution de l'ordre de $0,1''$ (soit dix fois moins que la séparation attendue) ne montrent pas d'indications quant à la possible détection

de la troisième étoile dans TY CrA. BAIER *et al.* (1985) ont montré que ce compagnon « lointain » ne pouvait pas être situé à plus de $0,09''$ si la différence de magnitude avec l'étoile primaire est inférieure à 2–3. Clairement, TY CrA est une cible à retenir pour de prochaines observations interférométriques dont la sensibilité commence à s'étendre vers des magnitudes voisines de celle de TY CrA ($m_K \approx 6-7$), comme par exemple IOTA.

L'environnement de TY CrA

Comme l'ont souligné NATTA *et al.* (1993), les PAH et autres grains de petites tailles sont à prendre en considération pour modéliser l'excès infrarouge des étoiles HAeBe. Nos données SWS et LWS entre 3 et $200\ \mu\text{m}$ vont ainsi nous permettre de mieux modéliser l'excès infrarouge de TY CrA, auparavant réalisé sur la base seule de quatre points de mesures IRAS (WILKING *et al.* 1992) et de faire le bilan chimique des espèces en présence.

La détermination des conditions physiques proches de l'étoiles sera réévaluée, en étudiant par exemple la corrélation entre la raie [C II] $158\ \mu\text{m}$ et l'émission CO (WOLFIRE *et al.* 1989).

D'autres images à haute résolution angulaire du système devront être réalisées avec NAOS afin de mieux appréhender la structure de la poussière autour de cet objet.

VI.3 Le milieu en poussières des étoiles HAeBe

VI.3.1 La recherche de disques protoplanétaires autour des HAeBe

Récemment, deux disques de poussières autour d'étoiles HAeBe ont été détectés : autour de BD+31–643 (une étoile binaire) par KALAS & JEWITT (1997) et autour de MWC 480 par MANNINGS & SARGENT (1997). Ces disques sont peut être les précurseurs de ceux de type β Pictoris.

Avec le télescope spatial, nous allons obtenir fin février 1998 des images avec la caméra NICMOS et le mode coronographique d'étoiles HAeBe afin de sonder l'environnement en poussières de ces étoiles, et tenter de détecter des disques protoplanétaires.

VI.3.2 Une étude polarimétrique

En collaboration avec François MÉNARD (Observatoire de Grenoble) et Pierre BASTIEN (Université de Montréal), nous allons réaliser une large étude des propriétés polarimétriques des HAeBe, pour analyser non seulement les grains de poussières situés à leur proximité, mais également investiguer l'influence de la binarité sur le milieu environnant des étoiles HAeBe (BASTIEN & MÉNARD 1990).

VI.4 La stabilité de systèmes stellaires multiples – et de leurs disques de poussières

Le mécanisme de Kozai, mis en évidence dans la dynamique du système triple TY CrA, est également très important pour comprendre la stabilité des orbites planétaires dans un système binaire (INNANEN *et al.* 1997).

Les travaux de modélisation que nous avons réalisés avec Hervé BEUST s'ouvrent également à l'étude d'autres systèmes multiples. Nous allons effectuer l'étude dynamique de certains systèmes triples : si le cas d'Algol (LESTRADE *et al.* 1993) est connu, d'autres systèmes multiples méritent également l'attention : V505 Sag (MAYER 1997), SZ Cam (MAYER *et al.* 1994), FZ Cam (MOFFAT *et al.* 1983), 55 UMa (LIU *et al.* 1997), IU Aur (DRECHSEL *et al.* 1994) et BY Dra (ZUCKERMAN *et al.* 1997).

Tous ces systèmes ont la particularité d'être triples, et les orbites plus ou moins bien connues ; certains systèmes (Algol, IU Aur) ne sont pas coplanaires et l'étude de la dynamique de ces systèmes va être explorée à la lumière de ce qui a été réalisé pour TY CrA.

ARTYMOWICZ & LUBOW (1994) ont modélisé les effets de marée que subit un disque dans un système binaire coplaire ; (TERQUEM & BERTOUT 1993), LARWOOD *et al.* (1996) ont eux modélisé les effets de marée d'un disque d'accrétion dans un système binaire circularisé mais pas nécessairement coplaire avec le disque.

L'idée directrice est d'étudier, observationnellement, dans quelles conditions un disque peut subsister dans un environnement non coplaire, comme c'est peut être le cas dans le système TY CrA.

Références Bibliographiques

- ABT H. A. 1978, The binary frequency along the Main Sequence, dans «*Protostars and planets: Studies of star formation and of the origin of the solar system*», Tucson, University of Arizona Press, p. 323.
- ABT H. A. 1983, Normal and abnormal binary frequencies, *Annual Review of Astron. and Astrophys* **21**, 343.
- ABT H. A. 1987, Implications for solar-type binary statistics of the Morbey-Griffin improved binary analysis, *Astrophysical Journal* **317**, 353.
- ABT H. A., GOMEZ A. E. et LEVY S. G. 1990, The frequency and formation mechanism of B2–B5 Main Sequence binaries, *Astrophysical Journal Supplement Series* **74**, 551.
- ABT H. A. et LEVY S. G. 1976, Multiplicity among solar-type stars, *Astrophysical Journal Supplement Series* **30**, 273.
- ABT H. A. et LEVY S. G. 1978, Binaries among B2–B5 IV, V absorption and emission stars, *Astrophysical Journal Supplement Series* **36**, 241.
- ABT H. A., LEVY S. G., BAYLOR L. A., HAYWARD R. R. et al. 1970, The frequency of spectroscopic binaries in NGC 6475, *Astrophysical Journal* **159**, 919.
- AGEORGES N., ECKART A., MONIN J. L. et MÉNARD F. 1997, New multiple young stellar objects discovered by near-infrared speckle imaging, *Astronomy & Astrophysics* **326**, 632.
- ALLAMANDOLA L. J., TIELENS G. G. M. et BARKER J. R. 1989, Interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons – The infrared emission bands, the excitation/emission mechanism, and the astrophysical implications, *Astrophysical Journal Supplement Series* **71**, 733.
- AMBARTSUMIAN X. 1955, Stellar systems of positive total energy, *The Observatory* **75**, 22.
- ANDERSEN J. 1991, Accurate masses and radii of normal stars, *Astronomy & Astrophysics Reviews* **3**, 91.
- ARMSTRONG J. T. et HUMMEL C. A. 1995, Double star astronomy with optical interferometers, *Bulletin of the AAS* **187**, 4303.
- ARTYMOWICZ P., CLARKE C. J., LUBOW S. H. et PRINGLE J. E. 1991, The effect of an external disk on the orbital elements of a central binary, *Astrophysical Journal Letters* **370**, 35.
- ARTYMOWICZ P. et LUBOW S. H. 1994, Dynamics of binary-disk interaction. I – Resonances and disk gap sizes, *Astrophysical Journal* **421**, 651.
- BAIER G., KELLER E., WEIGELT G., BASTIAN U. et al. 1985, Speckle interferometry of T Tauri stars and related objects, *Astronomy & Astrophysics* **153**, 278.
- BAILEY M. E., CHAMBERS J. E. et HAHN G. 1992, Origin of sungrazers – A frequent cometary end-state, *Astronomy & Astrophysics* **257**, 315.
- BASTIAN U., FINKENZELLER U., JASCHEK C. et JASCHEK M. 1983, The definition of T Tauri and Herbig Ae/Be stars, *Astronomy & Astrophysics* **126**, 438.
- BASTIAN U. et MUNDT R. 1979, UBV photometry of T Tauri stars and related objects, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **36**, 57.
- BASTIEN P. et MÉNARD F. 1990, Parameters of disks around young stellar objects from polarization observations, *Astrophysical Journal* **364**, 232.
- BATTEN A. H., FLETCHER J. M. et MACCARTHY D. G. 1989, Eighth catalogue of the orbital elements of spectroscopic binary systems, *Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria*, (sur la toile à <http://www.chara.gsu.edu/DoubleStars/SB8/sb8.html>) **17**, 317.
- BERNACCA P. L., LATTANZI M. G., BUCCIARELLI B., BASTIAN U. et al. 1993, Hubble Space Telescope astrometric observations of pre-Main Sequence stars for the HIPPARCOS program, *Astronomy & Astrophysics* **278**, L47.

- BERRILLI F., CORCIULO G., INGROSSO G., LORENZETTI D. *et al.* 1992, Infrared emission from dust structures surrounding Herbig Ae/Be stars, *Astrophysical Journal* **398**, 254.
- BERTOUT C. 1989, T Tauri stars – Wild as dust, *Annual Review of Astron. and Astrophys* **27**, 351.
- BERTOUT C., BASRI G. et BOUVIER J. 1988, Accretion disks around T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **330**, 350.
- BEUST H., CORPORON P., SIESS L., FORESTINI M. *et al.* 1997, Dynamics and evolutionary status of the young triple stellar system, TY Coronæ Austrinæ, *Astronomy & Astrophysics* **320**, 478.
- BEUST H., LAGRANGE A.-M., PLAZY F. et MOUILLET D. 1996, The Beta Pictoris circumstellar disk. XXII – Investigating the model of multiple cometary infalls, *Astronomy & Astrophysics* **310**, 181.
- BEUZIT J.-L. 1995, *Un système opérationnel d'optique adaptative astronomique: conception et performances. Étude de la matière sombre dans l'environnement des étoiles de la Séquence Principale*, Thèse de doctorat, Université Paris VI.
- BEUZIT J. L., MOUILLET D., LAGRANGE A.-M. et PAUFIQUE J. 1997, A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **125**, 175.
- BLAZIT A., BONNEAU D., JOSSE M., KOECHLIN L. *et al.* 1977, The angular diameters of Capella A and B from two-telescope interferometry, *Astrophysical Journal Letters* **217**, 55.
- BODENHEIMER P., RUZMAJKINA T. et MATHIEU R. D. 1993, Stellar multiple systems – Constraints on the mechanism of origin, dans *Protostars and planets III*, p. 367.
- BÖHM T. 1993, *Phénomènes actifs dans les étoiles pré-séquence principale de masse intermédiaire (Ae/Be de Herbig)*, Thèse de doctorat, Université Paris VII.
- BÖHM T. et CATALA C. 1994, Forbidden lines in Herbig Ae/Be stars: the [O I](1F) 6300.31Å and 6363.79Å lines. I – Observations and qualitative analysis, *Astronomy & Astrophysics* **290**, 167.
- BÖHM T. et CATALA C. 1995, Rotation, winds and active phenomena in Herbig Ae/Be stars, *Astronomy & Astrophysics* **301**, 155.
- BOLTON C. T. 1972, Identifications of Cyg X-1 with HDE 226868, *Nature* **235**, 71.
- BONNELL I. et BASTIEN P. 1993, Fragmentation of elongated cylindrical clouds. VI – Comparison with observations, *Astrophysical Journal* **406**, 614.
- BORKOVITS T. et HEGEDUES T. 1996, On the invisible components of some eclipsing binaries, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **120**, 63.
- BOUVIER J., RIGAUT F. et NADEAU D. 1997, Pleiades low-mass binaries: do companions affect the evolution of protoplanetary disks?, *Astronomy & Astrophysics* **323**, 139.
- BRANCEWICZ H. K. et DWORAK T. Z. 1980, A catalogue of parameters for eclipsing binaries, *Acta Astronomica*, (sur la toile à <http://adc.gsfc.nasa.gov/adc-cgi/cat.pl?/catalogs/2/2150A/>) **30**, 501.
- BRANCH D. 1976, On the multiplicity of solar-type stars, *Astrophysical Journal* **210**, 392.
- BRANDNER W., ALCALA J. M., KUNKEL M., MONETI A. *et al.* 1996, Multiplicity among T Tauri stars in OB and T associations. Implications for binary star formation, *Astronomy & Astrophysics* **307**, 121.
- BRANDNER W., BOUVIER J., GREBEL E. K., TESSIER E. *et al.* 1995, Low-mass star formation in CG1: a diffraction limited search for pre-Main Sequence stars next to NX Pup, *Astronomy & Astrophysics* **298**, 818.
- BROOKE T. Y., TOKUNAGA A. T. et STROM S. E. 1993, Dust emission features in 3-micron spectra of Herbig Ae/Be stars, *Astronomical Journal* **106**, 656.
- BRUMMELAAR T. A. T., MASON B. D., BAGNUOLO W. G., HARTKOPF W. I. *et al.* 1996, Differential binary star photometry using the Adaptive Optics system at starfire optical range, *Astronomical Journal* **112**, 1180.
- BURKHOLDER V., MASSEY P. et MORRELL N. 1997, The “Mass Discrepancy” for massive stars: tests of models using spectroscopic binaries, *Astrophysical Journal* **490**, 328.

- CAPPA DE NICOLAU C. E. et POPPEL W. G. L. 1991, OH- and HI-observations of the CrA dark cloud complex, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **88**, 615.
- CARDELLI J. A. et WALLERSTEIN G. 1989, Interstellar molecular lines in the direction of the young star TY CrA, *Astronomical Journal* **97**, 1099.
- CASEY B. W., MATHIEU R. D., SUNTZEFF N. B., LEE C.-W. *et al.* 1993, The spectroscopic orbit and sub-synchronous rotation of the Herbig Ae/Be star TY CrA, *Astronomical Journal* **105**, 2276.
- CASEY B. W., MATHIEU R. D., SUNTZEFF N. B. et WALTER F. M. 1995, The pre-Main Sequence triple TY CrA: spectroscopic detection of the secondary and tertiary components, *Astronomical Journal* **109**, 2156.
- CASEY B. W., MATHIEU R. D., VAZ L. P. R., ANDERSEN J. *et al.* 1998, The pre-Main Sequence eclipsing binary TY Coronæ Australis: precise stellar dimensions and tests of evolutionary models, *Astronomical Journal* sous presse .
- CATALA C. 1989, Herbig Ae-stars and Be-stars, dans «*Low mass star formation & pre-Main Sequence objects*» éd. Reipurth B., ESO, p. 471.
- CECCARELLI C., HAAS M. R., HOLLENBACH D. J. et RUDOLPH A. L. 1997, [O I] 63 Micron-determined Mass-Loss Rates in Young Stellar Objects, *Astrophysical Journal* **476**, 771.
- CECCARELLI C., LORENZETTI D., SARACENO P., SPINOGLIO L. *et al.* 1989, Herbig Ae/Be stars: Fine structure far-infrared lines, dans *ESA, Infrared Spectroscopy in Astronomy*, p. 343.
- CHEN W. P. et GRAHAM J. A. 1990, Near-infrared ice band observations of stars in the Corona Australis cloud, *Bulletin of the AAS* **22**, 1248.
- CHEN W. P. et GRAHAM J. A. 1992, Duplicity among young stars in Chamæleon, dans «*Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*» éd. McAlister H.A. and Hartkopf W.I., IAU Colloquium 135, ASP Conference Series, vol. 32, p. 60.
- CLARET A. 1997, The apsidal motion test of stellar structure in relativistic systems, *Astronomy & Astrophysics* **327**, 11.
- CLARKE C. 1996, Dynamical processes in binary star formation, dans «*Evolutionary processes in binary stars*» éd. Wijers A.M.J., Melvyn B.D. et Tout C.A., NATO ASI Series, vol. C 477, p. 31.
- CLEGG P. E., ADE P. A. R., ARMAND C., BALUTEAU J.-P. *et al.* 1996, The ISO Long-Wavelength Spectrometer, *Astronomy & Astrophysics* **315**, L38.
- CORPORON P. et LAGRANGE A.-M. 1998, A search for spectroscopic binaries among Herbig Ae/Be stars, *Astronomy & Astrophysics* soumis .
- CORPORON P., LAGRANGE A.-M. et BEUST H. 1996, Further characteristics of the young triple system TY Coronæ Austrinæ, *Astronomy & Astrophysics* **310**, 228.
- CORPORON P., LAGRANGE A.-M. et BOUVIER J. 1994, Direct determination of stellar and orbital parameters of the spectroscopic binary TY CrA, *Astronomy & Astrophysics* **282**, L21.
- CUNHA K., SMITH V. V. et LAMBERT D. L. 1995, Chemical evolution of the Orion association. III – The Lithium abundance of F and G stars, *Astrophysical Journal* **452**, 634.
- DAMIANI F., MICELA G., SCIORTINO S. et HARNDEN F. R. J. 1994, Einstein X-ray observations of Herbig Ae/Be stars, *Astrophysical Journal* **436**, 807.
- DAVIS J. 1971, The determination of angular diameters of stars, dans «*IAU – Highlights on Astronomy*», vol. 2, p. 713.
- DAVIS M., HUT P. et MULLER R. A. 1984, Extinction of species by periodic comet showers, *Nature* **308**, 715.
- DAVIS R., STROM K. M. et STROM S. E. 1983, The rotational velocities of a sample of Herbig Ae/Be stars, *Astronomical Journal* **88**, 1644.

- De GRAAUW T., HASER L. N., BEINTEMA D. A. et al. 1996, Observing with the ISO Short-Wavelength Spectrometer, *Astronomy & Astrophysics* **315**, L49.
- de WINTER D., KOUIS C., THÉ P. S., Van Den ANCKER M. E. et al. 1997, Pre-Main Sequence candidates in the very young open cluster NGC 6611, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **121**, 223.
- DEUTSCH L. K., HORA J. L., BUTNER H. M., HOFFMANN W. F. et al. 1995, Extended structures around YSO in mid-IR broad emission features, *Astrophysics and Space Science* **224**, 89.
- DEVILLARD N., DROUET D'AUBIGNY C. et CORPORON P. 1997, Adaptive Optics Pipeline Data Reduction: application to spectro-imaging with Fabry-Pérot, *poster présenté à la conférence SPIE « Adaptive Optics and Applications », San Diego (ÉU), 27 juillet – 1 août 1997*.
- DRECHSEL H., HAAS S., LORENZ R. et MAYER P. 1994, New photometric and spectroscopic results for IU Aurigæ— An early-type eclipsing binary in a multiple system, *Astronomy & Astrophysics* **284**, 853.
- DUNCAN D. K. et REBULL L. M. 1996, Lithium in Young Solar-Type Stars in the Orion Nebula Region, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **108**, 738.
- DUQUENNOY A. et MAYOR M. 1991, Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II – Distribution of the orbital elements in an unbiased sample, *Astronomy & Astrophysics* **248**, 524.
- DURISEN R. H. et STERZIK M. F. 1994, Do star forming regions have different binary fractions?, *Astronomy & Astrophysics* **286**, 84.
- DUTREY A., GUILLOTEAU S. et SIMON M. 1994, Images of the GG Tauri rotating ring, *Astronomy & Astrophysics* **286**, 149.
- DUVERT G., DUTREY A., GUILLOTEAU S., MÉNARD F. et al. 1998, Disks in the UY Aur Binary, *Astronomy & Astrophysics* **332**, 867.
- EDDINGTON A. S. 1923, On the relation between the masses and luminosities of the stars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **84**, 308.
- EGGLETON P. P. et KISELEVA L. G. 1995, An Empirical Condition for Stability of Hierarchical Triple Systems, *Astrophysical Journal* **455**, 640.
- EGGLETON P. P. et KISELEVA L. G. 1996, Stellar and dynamical evolution within triple stars, dans «*Evolutionary processes in binary stars*» éd. Wijers A.M.J., Melvyn B.D. et Tout C.A., NATO ASI Series, vol. C 477, p. 345.
- EVANS D. S. 1968, Stars of higher multiplicity, *Quarterly Journal of the Royal Astron. Soc.* **9**, 388.
- FERNANDEZ M. et EIROA C. 1996, Variability of classical T Tauri stars. Its relation to the accretion process, *Astronomy & Astrophysics* **310**, 143.
- FIGUEIREDO J. 1997, The pre-Main Sequence spectroscopic binary NTTS 162814-2427: models versus observations, *Astronomy & Astrophysics* **318**, 783.
- FINKENZELLER U. et MUNDT R. 1984, The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity, *Astrophysical Journal Supplement Series* **55**, 109.
- FISCHER D. A. et MARCY G. W. 1992, Multiplicity among M dwarfs, *Astrophysical Journal* **396**, 178.
- FORESTINI M. 1994, Low-mass stars: pre-Main Sequence evolution and nucleosynthesis, *Astronomy & Astrophysics* **285**, 473.
- GARMANY C. D., CONTI P. S. et MASSEY P. 1980, Spectroscopic studies of O type stars. IX – Binary frequency, *Astrophysical Journal* **242**, 1063.
- GHEZ A. M., MCCARTHY D. W., PATIENCE J. L. et BECK T. L. 1997a, The Multiplicity of pre-Main Sequence Stars in Southern Star-forming Regions, *Astrophysical Journal* **481**, 378.
- GHEZ A. M., NEUGEBAUER G. et MATTHEWS K. 1993, The multiplicity of T Tauri stars in the star forming regions Taurus-Auriga and Ophiuchus-Scorpius: A 2.2 micron speckle imaging survey, *Astronomical Journal* **106**, 2005.

- GHEZ A. M., WHITE R. J. et SIMON M. 1997b, High spatial resolution imaging of pre-Main Sequence binary stars: resolving the relationship between disks and close companions, *Astrophysical Journal* **490**, 353.
- GIZIS J. et REID I. N. 1995, Low-Mass Binaries in the Hyades, *Astronomical Journal* **110**, 1248.
- GRADY C. A., PÉREZ M. R., TALAVERA A., BJORKMAN K. S. et al. 1996, The Beta Pictoris phenomenon among Herbig Ae/Be stars. UV and optical high dispersion spectra, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **120**, 157.
- GRAHAM J. A. 1991, Star formation in the Corona Australis region, dans «*Low mass star formation in southern molecular cloud*» éd. Reipurth B., ESO Scientific Report, vol. 11, p. 185.
- GRAHAM J. A. 1992, Clumpy accretion onto pre-Main Sequence stars, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **104**, 479.
- GRILLO F., SCIORTINO S., MICELA G., VAIANA G. S. et al. 1992, An Einstein Observatory SAO-based catalog of B-type stars, *Astrophysical Journal Supplement Series* **81**, 795.
- GRININ V. P., KISELEV N. N., CHERNOVA G. P., MINIKULOV N. K. et al. 1991, The investigations of 'zodiacal light' of isolated Ae-Herbig stars with nonperiodic algol-type minima, *Astrophysics and Space Science* **186**, 283.
- GUINAN E. F. et MALONEY F. P. 1985, The apsidal motion of the eccentric eclipsing binary DI Herculis – An apparent discrepancy with general relativity, *Astronomical Journal* **90**, 1519.
- HALE A. 1994, Orbital coplanarity in solar-type binary systems: implications for planetary system formation and detection, *Astronomical Journal* **107**, 306.
- HALM J. 1910, Further considerations relating to the systematic motions of stars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **71**, 610.
- HANNER M. S., HACKWELL J. A., RUSSELL R. W. et LYNCH D. K. 1994, Silicate emission feature in the spectrum of comet Mueller 1993a, *Icarus* **112**, 490.
- HARRIS G. L. H., FITZGERALD M. P. V., MEHTA S. et REED B. C. 1993, NGC 2287 – An important intermediate-age open cluster, *Astronomical Journal* **106**, 1533.
- HARTMANN L., KENYON S. J. et CALVET N. 1993, The excess infrared emission of Herbig Ae/Be stars – Disks or envelopes?, *Astrophysical Journal* **407**, 219.
- HARVEY P. M. 1984, Infrared spectroscopy of the Herbig Ae/Be stars, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **96**, 297.
- HENRY T. J. et MCCARTHY D. W. 1990, A systematic search for brown dwarfs orbiting nearby stars, *Astrophysical Journal* **350**, 334.
- HENRY T. J. et MCCARTHY D. W. 1992, The murky depths of the Main Sequence: nearby speckled dwarfs and elusive brown beasts, dans «*Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*» éd. McAlister H.A. and Hartkopf W.I., IAU Colloquium 135, ASP Conference Series, vol. 32, p. 10.
- HERBIG G. H. 1960, The spectra of Be and Ae-type stars associated with nebosity, *Astrophysical Journal Supplement Series* **4**, 337.
- HERBIG G. H. et RAO N. K. 1972, Second catalog of emission-line stars of the Orion population, *Astrophysical Journal* **174**, 401.
- HILLENBRAND L. A. 1994, Isolated Herbig Ae/Be stars: rare examples of individual high-mass star formation events, dans «*The nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars*» éd. Thé P.S., Pérez M.R. and Van Den Heuvel E.P.J., ASP Conference Series, vol. 62, p. 369.
- HILLENBRAND L. A. 1995, *Herbig Ae/Be stars: an investigation of molecular environments and associated stellar populations*, Thèse de doctorat, University of Massachusetts.
- HILLENBRAND L. A., STROM S. E., VRBA F. J. et KEENE J. 1992, Herbig Ae/Be stars – Intermediate-mass stars surrounded by massive circumstellar accretion disks, *Astrophysical Journal* **397**, 613.

- HOFFLEIT D. et JASCHEK C. 1991, The bright star catalogue, dans *New Haven, Conn.: Yale University Observatory, 5^e version*, , (sur la toile à <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/Cat?V/50#4ff48>).
- HUT P. 1981, Tidal evolution in close binary systems, *Astronomy & Astrophysics* **99**, 126.
- INNANEN K. A., ZHENG J. Q., MIKKOLA S. et VALTONEN M. J. 1997, The Kozai mechanism and the stability of planetary orbits in binary star systems, *Astronomical Journal* **113**, 1915.
- INNES R. 1916, *Circ. Union Obs. Johannesburg* **36**, 282.
- JENSEN E. L. N. et MATHIEU R. D. 1997, Evidence for cleared regions in the disks around pre-Main Sequence spectroscopic binaries, *Astronomical Journal* **114**, 301.
- JOHNSON H. L., IRIARTE B., MITCHELL R. I. et WISNIEWSKI W. Z. 1966, UBVR_IJKL photometry of the bright stars, *Communications of the Lunar and Planetary Lab.* **4**, 99.
- JONES B. F., SHETRONE M., FISCHER D. et SODERBLUM D. R. 1996, The evolution of the lithium abundances of solar-type Stars. VI – The end of lithium in the Pleiades, *Astronomical Journal* **112**, 186.
- JOY A. H. et VAN BISBROECK G. 1944, Five new double stars among variables of the T Tauri class, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **56**, 123.
- KALAS P. et JEWITT D. 1997, A candidate dust disk surrounding the binary stellar system BD+31 643, *Nature* **386**, 52.
- KARDOPOLOV V. I., SAHANIONOK V. V. et PHILIPJEV G. K. 1981, Results of photometric observations of eclipsing system TY CrA, *Perem. Zvezdy* **21**, 589.
- KESSLER M. F., STEINZ J. A., ANDEREGG M. E., CLAVEL J. *et al.* 1996, The Infrared Space Observatory (ISO) mission, *Astronomy & Astrophysics* **315**, L27.
- KNACKE R. F., STROM K. M., STROM S. E., YOUNG E. *et al.* 1973, A young stellar group in the vicinity of R CrA, *Astrophysical Journal* **179**, 847.
- KOYAMA K., HAMAGUCHI K., UENO S., KOBAYASHI N. *et al.* 1996, Discovery of hard X-Rays from a cluster of protostars, *Publications of the ASJ* **48**, L87.
- KROUPA P., GILMORE G. et TOUT C. A. 1991, The effects of unresolved binary stars on the determination of the stellar mass function, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **251**, 293.
- LABEYRIE A. 1970, Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images, *Astronomy & Astrophysics* **6**, 85.
- LABEYRIE A. 1978, Stellar interferometry methods, *Annual Review of Astron. and Astrophys* **16**, 77.
- LAGAGE P.-O. 1995, Cartographie de poussières tièdes de l'Univers, *L'Astronomie* **109**, 326.
- LAGRANGE A.-M., BEUST H., MOUILLET D., DELEUIL M. *et al.* 1998, The Beta Pictoris circumstellar disk. XXIV – Clues to the origin of the stable gas, *Astronomy & Astrophysics* **330**, 1091.
- LAGRANGE A.-M., CORPORON P. et BOUVIER J. 1993, High resolution spectroscopic observations of TY Coronæ Australis, *Astronomy & Astrophysics* **274**, 785.
- LARWOOD J. D., NELSON R. P., PAPALOIZOU J. C. B. et TERQUEM C. 1996, The tidally induced warping, precession and truncation of accretion discs in binary systems: three-dimensional simulations, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **282**, 597.
- LATTANZI M. G., MUNARI U., WHITELOCK P. A. et FEAST M. W. 1997, Interferometric angular diameters of Mira variables with the Hubble Space Telescope, *Astrophysical Journal* **485**, 328.
- Le COARER E., CHALABAEV A., RABOU P., MAGNARD Y. *et al.* 1996, GraF for ADONIS, *Rapport interne de l'Observatoire de Grenoble* **6**.
- LEE T. A. 1968, Interstellar extinction in the Orion association, *Astrophysical Journal* **152**, 913.
- LEINERT C., HENRY T., GLINDEMANN A. et MCCARTHY D. W. 1997a, A search for companions to nearby southern M dwarfs with near-infrared speckle interferometry, *Astronomy & Astrophysics* **325**, 159.

- LEINERT C., RICHICHI A. et HAAS M. 1997b, Binaries among Herbig Ae/Be stars, *Astronomy & Astrophysics* **318**, 472.
- LEINERT C., ZINNECKER H., WEITZEL N., CHRISTOU J. *et al.* 1993, A systematic search for young binaries in Taurus, *Astronomy & Astrophysics* **278**, 129.
- LESTRADE J.-F., PHILLIPS R. B., HODGES M. W. et PRESTON R. A. 1993, VLBI astrometric identification of the radio emitting region in Algol and determination of the orientation of the close binary, *Astrophysical Journal* **410**, 808.
- LI W., EVANS N. J., HARVEY P. M. et COLOME C. 1994, Near-infrared (J, H, K) imaging of Herbig Ae/Be stars, *Astrophysical Journal* **433**, 199.
- LINDEGREN L., MIGNARD F., SOEDERHJELM S., BADIALI M. *et al.* 1997, Double star data in the HIPPARCOS Catalogue, *Astronomy & Astrophysics* **323**, 53.
- LIU N., GIES D. R. *et al.* 1997, Tomographic separation of composite spectra. V – The triple star System 55 Ursæ Majoris, *Astrophysical Journal* **485**, 350.
- MALKOV O. Y., PISKUNOV A. E. et SHPIL’KINA D. A. 1997, Mass-luminosity relation of low mass stars, *Astronomy & Astrophysics* **320**, 79.
- MALONEY F. P., GUINAN E. F. et BOYD P. T. 1989, Eclipsing binary stars as tests of gravity theories – The apsidal motion of AS Camelopardalis, *Astronomical Journal* **98**, 1800.
- MANNINGS V. et SARGENT A. I. 1997, A high-resolution study of gas and dust around young intermediate-mass stars: evidence for circumstellar disks in Herbig Ae systems, *Astrophysical Journal* **490**, 792.
- MARRACO H. G. et RYDGREN A. E. 1981, On the distance and membership of the R CrA T association, *Astronomical Journal* **86**, 62.
- MARTIN E. L. 1994, Binarity among Herbig Ae/Be stars, dans «*The nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars*» éd. Thé P.S., Pérez M.R. et Van Den Heuvel E.P.J. , vol. 62, p. 315.
- MARTIN E. L., REBOLO R., MAGAZZU A. et PAVLENKO Y. V. 1994, Pre-Main Sequence lithium burning. I – Weak T Tauri stars, *Astronomy & Astrophysics* **282**, 503.
- MASON B. D., GIES D. R., HARTKOPF W. I. ans BAGNUOLO W. G., BRUMMELAAR T. A. *et al.* 1998, ICCD speckle observations of binary stars. XIX – An astrometric spectroscopic survey of O stars, *Astronomical Journal* **115**, 821.
- MATHIEU R. D. 1992, The short-period binary frequency among low-mass pre-Main Sequence stars, dans «*Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*» éd. McAlister H.A. and Hartkopf W.I., IAU Colloquium 135, ASP Conference Series, vol. 32, p. 30.
- MATHIEU R. D. 1994, Pre-Main Sequence binary stars, *Annual Review of Astron. and Astrophys* **32**, 465.
- MATHIEU R. D., LATHAM D. W. et GRIFFIN R. F. 1990, Orbits of 22 spectroscopic binaries in the open cluster M67, *Astronomical Journal* **100**, 1859.
- MATHIEU R. D., WALTER F. M. et MYERS P. C. 1989, The discovery of six pre-Main Sequence spectroscopic binaries, *Astronomical Journal* **98**, 987.
- MAYER P. 1997, The three-body system V 505 Sagittarii, *Astronomy & Astrophysics* **324**, 988.
- MAYER P., LORENZ R., CHOCHOL D. et IRSMAMBETOVA T. R. 1994, SZ Cam – early-type eclipsing binary with a third body, *Astronomy & Astrophysics* **288**, L13.
- MAYOR M., DUQUENNOY A., HALBWACHS J. L. et MERMILLIOD J.-C. 1992, CORAVEL surveys to study binaries of different masses and ages, dans «*Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*» éd. McAlister H.A. and Hartkopf W.I., IAU Colloquium 135, ASP Conference Series, vol. 32, p. 73.
- MAYOR M. et QUELOZ D. 1995, A Jupiter-mass companion to a solar-type star, *Nature* **378**, 355.

- McALISTER H. A. 1985, High angular resolution measurements of stellar properties, *Annual Review of Astron. and Astrophys* **23**, 59.
- McALISTER H. A. et HARTKOPF W. I. 1983, Standard stars for binary-star interferometry, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **95**, 778.
- McALISTER H. A., HARTKOPF W. I., HUTTER D. J., SHARA M. M. *et al.* 1987, ICCD speckle observations of binary stars. I – A survey for duplicity among the bright stars, *Astronomical Journal* **93**, 183.
- McALISTER H. A., MASON B. D., HARTKOPF W. I. et SHARA M. M. 1993, ICCD speckle observations of binary stars. X – A further survey for duplicity among the bright stars, *Astronomical Journal* **106**, 1639.
- McCLURE R. D. et WOODSWORTH A. W. 1990, The binary nature of the barium and CH stars. III – Orbital parameters, *Astrophysical Journal* **352**, 709.
- McDONALD J. M. et CLARKE C. J. 1995, The effect of star-disc interactions on the binary mass-ratio distribution, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **275**, 671.
- MENDOZA E. E. 1966, Infrared photometry of T Tau stars and related objects, *Astrophysical Journal* **143**, 1010.
- MERMILLIOD J.-C., ROSVICK J. M., DUQUENNOY A. et MAYOR M. 1992, Investigation of the Pleiades cluster. II – Binary stars in the F5-K0 spectral region, *Astronomy & Astrophysics* **265**, 513.
- METCALFE T. S., MATHIEU R. D., LATHAM D. W. et TORRES G. 1996, The low-mass double-lined eclipsing binary CM Draconis: A test of the primordial helium abundance and the Mass-Radius relation near the bottom of the Main Sequence, *Astrophysical Journal* **456**, 356.
- MEYER M. R. 1996, *Stellar populations in deeply embedded young clusters: near-infrared spectroscopy and emergent mass distributions*, Thèse de doctorat, University of Massachusetts.
- MIROSHNICHENKO A., IVEZIĆ Z. et ELITZUR M. 1997a, On protostellar disks in Herbig Ae/Be stars, *Astrophysical Journal Letters* **475**, L41.
- MIROSHNICHENKO A. S., BERGNER Y. K. et KURATOV K. S. 1997b, A study of the candidates for Herbig Ae/Be stars HD 35929 and HD 203024, *Astronomy Letters* **23**, 103.
- MOFFAT A. F. J., VOGT N., VAZ L. P. R. et GRONBECH B. 1983, The early B-type eclipsing binary FZ CMa (HD 52942) – A massive triple system, *Astronomy & Astrophysics* **120**, 278.
- MOFFAT J. W. 1995, A new nonsymmetric gravitational theory, *Physics Letters B* **355**, 447.
- MORRELL N. et ABT H. A. 1991, Reinvestigation of the binary frequency in the open cluster IC 4665, *Astrophysical Journal* **378**, 157.
- MOUILLET D., LAGRANGE A.-M., BEUZIT J.-L. et RENAUD N. 1997a, A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system. II – First astronomical results, *Astronomy & Astrophysics* **324**, 1083.
- MOUILLET D., LARWOOD J. D., PAPALOIZOU J. C. B. et LAGRANGE A. M. 1997b, A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the Beta Pictoris disc, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **292**, 896.
- MOURARD D., BONNEAU D., KOECHLIN L., LABEYRIE A. *et al.* 1997, The mean angular diameter of δ Cephei measured by optical long-baseline interferometry, *Astronomy & Astrophysics* **317**, 792.
- NATHER R. E. et EVANS D. S. 1970, Photoelectric measurement of lunar occultations. I. The process, *Astronomical Journal* **75**, 575.
- NATTA A., PRUSTI T. et KRUGEL E. 1993, Very small dust grains in the circumstellar environment of Herbig Ae/Be stars, *Astronomy & Astrophysics* **275**, 527.
- NORDSTRÖM B., ANDERSEN J. et ANDERSEN M. I. 1997a, Critical tests of stellar evolution in open clusters. II – Membership, duplicity, and stellar and dynamical evolution in NGC 3680, *Astronomy & Astrophysics* **322**, 460.

- NORDSTRÖM B., STEFANIK R. P., LATHAM D. W. et ANDERSEN J. 1997b, Radial velocities, rotations, and duplicity of a sample of early F-type dwarfs, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **126**, 21.
- PADGETT D. L. et STAPELFELDT K. R. 1994, W134: A new pre-Main Sequence double-lined spectroscopic binary, *Astronomical Journal* **107**, 720.
- PADGETT D. L., STROM S. E. et GHEZ A. 1997, Hubble Space Telescope WFPC2 Observations of the Binary Fraction among pre-Main Sequence Cluster Stars in Orion, *Astrophysical Journal* **477**, 705.
- PALLA F. 1991, Theoretical and observational aspects of young stars of intermediate mass, dans «*Fragmentation of molecular clouds and star formation*», éd. Falgarone E., Boulanger S. et Duvert G., Kluwer Academic Publishers, p. 331.
- PALLA F. et STAHLER S. W. 1993, The pre-Main Sequence evolution of intermediate-mass stars, *Astrophysical Journal* **418**, 414.
- PIRZKAL N., SPILLAR E. J. et DYCK H. M. 1997, A search for close bright companions to AeBe stars, *Astrophysical Journal* **481**, 392.
- PISKUNOV A. E. et MALKOV O. I. 1991, Unresolved binaries and the stellar luminosity function, *Astronomy & Astrophysics* **247**, 87.
- POLS O. R., TOUT C. A., SCHRODER K.-P., EGGLETON P. P. *et al.* 1997, Further critical tests of stellar evolution by means of double-lined eclipsing binaries, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **289**, 869.
- POPPER D. M. 1980, Stellar masses, *Annual Review of Astron. and Astrophys* **18**, 115.
- POPPER D. M. 1987, A pre-Main Sequence star in the detached binary EK Cephei, *Astrophysical Journal Letters* **313**, L81.
- POVEDA A., ALLEN C. et PARRAO L. 1982, Statistical studies of visual double and multiple stars. I – Incompleteness of the IDS, intrinsic fraction of visual doubles and multiples, and number of optical systems, *Astrophysical Journal* **258**, 589.
- PROSSER C. F., STAUFFER J. R., HARTMANN L., SODERBLOM D. R. *et al.* 1994, HST photometry of the trapezium cluster, *Astrophysical Journal* **421**, 517.
- PROUST D., OCHSENBEIN F. et PETTERSEN B. R. 1981, A catalogue of variable-visual binary stars, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **44**, 179.
- PUGET J. L. 1989, A new component of the interstellar matter – Small grains and large aromatic molecules, *Annual Review of Astron. and Astrophys* **27**, 161.
- QIAN B.-C. et FAN Q.-Y. 1992, Determination of angular diameters of 4 stars, *Chinese Astronomy and Astrophysics Translation*. **16**, 301.
- RABOUD D. 1996, Binarity among B-stars in NGC 6231, *Astronomy & Astrophysics* **315**, 384.
- REIPURTH B. 1989, The R Corona Australis cloud, *The ESO-Messenger* **58**, 32.
- REIPURTH B. et ZINNECKER H. 1993, Visual binaries among pre-Main Sequence stars, *Astronomy & Astrophysics* **278**, 81.
- RICHARDS M. T., MOCHNACKI S. W. et BOLTON C. T. 1988, Nonsimultaneous multicolor light-curve analysis of Algol (Beta Persei), *Astronomical Journal* **96**, 326.
- RICHICHI A., CALAMAI G., LEINERT C. et STECKLUM B. 1997, New binary stars discovered by lunar occultations. III, *Astronomy & Astrophysics* **322**, 202.
- RIGAUT F., SALMON D. A., ARSENAULT R. *et al.* 1998, Performance of the Canada-France-Hawaii Telescope Adaptive Optics Bonnette, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **110**, 152.
- ROBIN A., HAYWOOD M., CREZE M. et OJHA D. K. and BIENAYME O. 1996, The thick disc of the Galaxy: sequel of a merging event, *Astronomy & Astrophysics*, (sur la toile à <http://www.obs-besancon.fr/www/modele/modele.html>) **305**, 125.

- ROCHE P. F., AITKEN D. K. et SMITH C. H. 1991, The structure of the narrow emission bands near 10 microns, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **252**, 282.
- RODDIER C., RODDIER F., NORTHCOTT M. J., GRAVES J. E. *et al.* 1996, Adaptive Optics imaging of GG Tauri: optical detection of the circumbinary ring, *Astrophysical Journal* **463**, 326.
- RODGERS B. et WOODEN D. H. 1997, Brackett Emission in Herbig Ae/Be Stars, *Bulletin of the AAS* **191**, 4709.
- ROELFSEMA P. R., COX P., TIELENS A. G. G. M., ALLAMANDOLA L. J. *et al.* 1996, SWS observations of IR emission features towards compact HII regions, *Astronomy & Astrophysics* **315**, L289.
- RUBENSTEIN E. P. et BAILYN C. D. 1997, Hubble Space Telescope observations of the post-core-collapse globular cluster NGC 6752. II – A large Main-Sequence binary population, *Astrophysical Journal* **474**, 701.
- SALUKVADZE G. N. 1988, Multiple Trapezium-type systems in T associations, *Astrophysics* **16**, 297.
- SALUKVADZE G. N. et DZHAVAKHISHVILI G. S. 1988, Trapezium-type wide systems, *Astrophysics and Space Science* **142**, 79.
- SARGENT A. I. 1996, Disk observations, « *Disks and outflows around young stars* » éd. par Beckwith S., Staude J., Quetz A., and Natta A. (Springer Berlin) p. 1.
- SCHNEIDER J. 1997, The search for extrasolar planetary systems: methods of detection and results, sur la toile à <http://www.usr.obspm.fr/planets/overview.html>.
- SCHOELLER M., BRANDNER W., LEHMANN T., Weigelt G. *et al.* 1996, Simultaneous optical speckle masking and NIR adaptive optics imaging of the 126mas Herbig Ae/Be binary star NX Puppis, *Astronomy & Astrophysics* **315**, 445.
- SCHUTTE W. A., TIELENS A. G. G. M., ALLAMANDOLA L. J., WOODEN D. H. *et al.* 1990, The anomalous 3.43 and 3.53 micron emission features toward HD 97048 and Elias 1 – C-C vibrational modes of polycyclic aromatic hydrocarbons?, *Astrophysical Journal* **360**, 577.
- SCHWARZSCHILD M. 1958, *Structure and evolution of the stars*, Princeton University Press.
- SHEVCHENKO V. S., N. GRANKIN. K., A. IBRAGIMOV. M., B. KONDRATIEV. V. *et al.* 1994, New observations of the Herbig Be close binary system MWC 1080 = 628 Cas: the problems remain, dans « *The nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars* » éd. Thé P.S., Pérez M.R. et Van Den Heuvel E.P.J. , vol. 62, p. 43.
- SIMON M., CHEN W. P., HOWELL R. R., BENSON J. A. *et al.* 1992, Multiplicity among the young stars in Taurus, *Astrophysical Journal* **384**, 212.
- SIMON M., GHEZ A. M., LEINERT C., CASSAR L. *et al.* 1995, A lunar occultation and direct imaging survey of multiplicity in the Ophiuchus and Taurus star-forming regions, *Astrophysical Journal* **443**, 625.
- SIMON M. et GUILLOTEAU S. 1992, Dusty disks in the multiple systems UZ Tauri and GG Tauri, *Astrophysical Journal Letters* **397**, L47.
- SIMON M. et PRATO L. 1995, Disk dissipation in single and binary young star systems in Taurus, *Astrophysical Journal* **450**, 824.
- SKINNER S. L., BROWN A. et STEWART R. T. 1993, A high-sensitivity survey of radio continuum emission from Herbig Ae/Be stars, *Astrophysical Journal Supplement Series* **87**, 217.
- SKINNER S. L. et YAMAUCHI S. 1996, ASCA observations of HD 104237 (A4e) and the origin of X-Ray emission from Herbig Ae stars, *Astrophysical Journal* **471**, 987.
- SMITH B. A. et TERRILE R. J. 1984, A circumstellar disk around Beta Pictoris, *Science* **226**, 1421.
- SODERBLUM D. R., JONES B. F., BALACHANDRAN S., STAUFFER J. R. *et al.* 1993, The evolution of the lithium abundances of solar-type stars. III – The Pleiades, *Astronomical Journal* **106**, 1059.

- STROM K. M., STROM S. E., BREGER M., BROOKE A. L. *et al.* 1972a, Infrared and optical observations of a young stellar group surrounding BD +40 4124, *Astrophysical Journal Letters* **173**, L65.
- STROM S. E., STROM K. M., BROOKE A. L., BREGMAN J. *et al.* 1972b, Circumstellar shells in the young cluster NGC 2264 2 Infrared and further optical observations, *Astrophysical Journal* **171**, 267.
- TASSOUL J.-L. et TASSOUL M. 1992, A comparative study of synchronization and circularization in close binaries, *Astrophysical Journal* **395**, 259.
- TERQUEM C. et BERTOUT C. 1993, Tidally-induced warps in T Tauri disks. I – First-order perturbation theory, *Astronomy & Astrophysics* **274**, 291.
- TESTI L., PALLA F., PRUSTI T., NATTA A. *et al.* 1997, A search for clustering around Herbig Ae/Be stars, *Astronomy & Astrophysics* **320**, 159.
- THÉ P. S., de WINTER D. et PÉREZ M. R. 1994, A new catalogue of members and candidate members of the Herbig Ae/Be (HAEBE) stellar group, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **104**, 315.
- THÉ P. S., PÉREZ M. R., VOSHCHINNIKOV N. V. et Van Den ANCKER M. E. 1996, The variable Herbig Ae star HR 5999. XII – Its circumstellar extinction law, *Astronomy & Astrophysics* **314**, 233.
- TIELENS A. G. G. M. et HOLLENBACH D. 1985, Photodissociation regions. I – Basic model, *Astrophysical Journal* **291**, 722.
- TOKOVININ A. A. 1992, The frequency of low-mass companions to K and M stars in the solar neighbourhood, *Astronomy & Astrophysics* **256**, 121.
- TOKOVININ A. A. 1997, MSC – a catalogue of physical multiple stars, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **124**, 75.
- TOUT C. A. et PRINGLE J. E. 1995, X-ray coronæ from dynamos in young Ae/Be stars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **272**, 528.
- Van Den ANCKER M. E., De WINTER D. et TJIN A DJIE H. R. E. 1998, Hipparcos photometry of Herbig Ae/Be stars, *Astronomy & Astrophysics* **330**, 145.
- Van'T VEER F. 1985, High resolution problems in astrometry and spectroscopy of binaries and their significance for the progress of stellar physics, *Astrophysics and Space Science* **110**, 65.
- VAZ L. P. R., ANDERSEN J., CASEY B. W., CLAUSEN J. V. *et al.* 1998, Four-colour photometry of eclipsing binaries. XXXIX – Light curves of the pre-Main Sequence triple system TY CrA, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, sous presse .
- VIDAL-MADJAR A., FERLET R., HOBBS L. M., GRY C. *et al.* 1986, The circumstellar gas cloud around Beta Pictoris. II, *Astronomy & Astrophysics* **167**, 325.
- VITRICHENKO E. A. et SHEVCHENKO V. S. 1995, The proto-Algol system TY Coronæ Australis, *Astronomy Letters* **21**, 386.
- WAELEKENS C., WATERS L. B. F. M., DE GRAAUW M. S., HUYGEN E. *et al.* 1996, SWS observations of young Main Sequence stars with dusty circumstellar disks, *Astronomy & Astrophysics* **315**, L245.
- WALKER G. A. H. 1992, Precise radial velocities, dans «*Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*» éd. McAlister H.A. and Hartkopf W.I., IAU Colloquium 135, ASP Conference Series, vol. 32, p. 67.
- WALTER F. M. et KUHI L. V. 1981, The smothered coronæ of T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **250**, 254.
- WALTER F. M., VRBA F. J., WOLK S. J., MATHIEU R. D. *et al.* 1997, X-Ray sources in regions of star formation. VI – The R CRA association as viewed by Einstein, *Astronomical Journal* **114**, 1544.
- WELTY A. D. 1995, Discovery of a pre-Main Sequence Spectroscopic Binary: V773 Tauri, *Astronomical Journal* **110**, 776.

- WHITTET D. C. B., DAVIES J. K., BODE M. F., EVANS A. *et al.* 1982, Three micron spectroscopy of dust, dans *ESA Galactic and Extragalactic Infrared Spectroscopy*, p. 59.
- WILKING B. A., GREENE T. P., LADA C. J., MEYER M. R. *et al.* 1992, IRAS observations of young stellar objects in the Corona Australis dark cloud, *Astrophysical Journal* **397**, 520.
- WILKING B. A., McCAUGHREAN M. J., BURTON M. G., GIBLIN T. *et al.* 1997, Deep infrared imaging of the R Coronæ Australis cloud core, *Astronomical Journal* **114**, 2029.
- WOLFF S. C. 1978, Duplicity of late B-type stars, *Astrophysical Journal* **222**, 556.
- WOLFF S. C. et PRESTON G. W. 1978, Late B-type stars – Rotation and the incidence of HgMn stars, *Astrophysical Journal Supplement Series* **37**, 371.
- WOLFIRE M. G., HOLLENBACH D. et TIELENS A. G. G. M. 1989, The correlation of C II 158 micron and CO ($J = 1 - 0$) line emission, *Astrophysical Journal* **344**, 770.
- WOODEN D. H. 1994, Spectrophotometry of Herbig Ae/Be stars, dans «*The nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars*» éd. Thé P.S., Pérez M.R. and Van Den Heuvel E.P.J, ASP Conference Series, vol. 62, p. 138.
- WOOTEN A. 1989, The duplicity of IRAS 16293-2422: a protobinary star?, *Astrophysical Journal* **337**, 858.
- WORLEY C. E. et DOUGLASS G. G. 1997, The Washington Double Star Catalog (WDS), *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, (sur la toile à <http://aries.usno.navy.mil/adhome/wds/wds.html>) **125**, 523.
- ZAHN J.-P. 1992, Present state of the tidal theory, dans «*Binaries as tracers of stellar formation*» éd. Duquennoy A. et Mayor M., Cambridge Univ. Press, p. 253.
- ZHEKOV S. A., PALLA F. et MYASNIKOV A. V. 1994, X-ray emission from colliding winds in pre-Main Sequence binary systems, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **271**, 667.
- ZHEKOV S. A., PALLA F. et PRUSTI T. 1995, Infrared coronal-line emission from pre-Main Sequence binaries: testing the colliding winds model, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **276**, L51.
- ZINNECKER H. 1984, Binary statistics and star formation, *Astrophysics and Space Science* **99**, 41.
- ZINNECKER H. 1989, Pre-Main Sequence binaries, dans «*Low mass star formation & pre-Main Sequence objects*» éd. Reipurth B., ESO, p. 447.
- ZINNECKER H. 1997, *communication privée*.
- ZINNECKER H. et PREIBISCH T. 1994, X-ray emission from Herbig Ae/Be stars: A ROSAT survey, *Astronomy & Astrophysics* **292**, 152.
- ZUCKERMAN B., WEBB R. A., BECKLIN E. E., Mc LEAN I. S. *et al.* 1997, BY Draconis is a triple star system, *Astronomical Journal* **114**, 805.

